

*Consejo Superior de Investigaciones Científicas
Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid*

Dinámica de la propagación de una única pared de dominio y procesos de imanación en microhilos magnéticos

Tesis Doctoral

Alejandro Jiménez Villada

**Director de tesis: Manuel Vázquez Villalabeitia
Tutor: Manuel Hernández Vélez**

Universidad Autónoma de Madrid
Facultad de Ciencias
Madrid, Diciembre de 2015



*A mi familia
mis padres, hermana y esposa*

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Materiales magnéticos	2
1.1.1. Vidrios metálicos	3
1.2. Microhilos recubiertos de vidrio	4
1.2.1. Comportamiento magnético de los microhilos	5
1.2.2. Aportes del grupo en la investigación de microhilos de vidrio	8
1.3. Objetivos generales	8
1.4. Trabajo desarrollado	10
 I Control de paredes de dominio	 19
2. Técnicas experimentales	21
2.1. Introducción	22
2.2. Método de fabricación	22
2.3. Caracterización magnética	26
2.3.1. Magnetómetro de muestra vibrante	26
2.3.2. Magnetómetro de inducción	27
2.4. Medida de la dinámica de paredes de dominio	30
2.4.1. Propagación de paredes de dominio	30
2.4.2. Campo de desenganche H_{sw}	33
2.4.3. Inyección y control de paredes de dominio	34

2.4.4.	Imanación azimutal	37
2.4.5.	Aplicación de torsión	40
3.	Dinámica de una pared de dominio	47
3.1.	Introducción	48
3.2.	Movimiento de paredes de dominio	49
3.3.	Propagación de una pared de dominio	51
3.3.1.	Régimen viscoso	51
3.3.2.	Régimen adiabático	52
3.4.	Fluctuación en la velocidad de propagación	55
3.5.	Influencia del tratamiento térmico	58
3.5.1.	Determinación del tratamiento térmico adecuado para el recocido de los microhilos	60
3.5.2.	Velocidad de propagación de paredes de dominio en función de la temperatura de medida	61
3.5.3.	Efecto del Tratamiento térmico en el Campo de desenganche H_{sw} a diferentes frecuencias	64
3.6.	Sistema Sixtus-Tonks modificado	67
3.6.1.	Descripción del sistema	67
3.6.2.	Medida de la velocidad de propagación	69
4.	Inyección y movimiento de paredes	79
4.1.	Introducción	80
4.2.	Control de paredes de dominio	81
4.2.1.	Campo local antiparalelo al campo de propagación	83
4.2.2.	Campo local paralelo al campo de propagación	84
4.3.	Inyección y control de paredes de dominio	86
4.3.1.	Inyección y movimiento de paredes de dominio	87
4.3.2.	Control del movimiento de paredes modificando las frecuencias de los campos H_{pr} y H_{loc}	91
4.3.3.	Escritura y lectura de datos	103

II Estudio de la fuerza electromotriz inducida durante la propagación de paredes de dominio 109

5. Voltaje inducido en el microhilo	111
5.1. Introducción	112
5.2. Proceso de Imanación	113
5.3. Distribución de la imanación en un hilo	114
5.4. Imanación circular	115
5.5. Única pared	118
5.6. Dos paredes	122
5.7. Múltiples paredes	126
5.8. Efecto del tratamiento térmico	134
5.9. Nuevo método para medir velocidad	139
6. Voltaje inducido con torsión	145
6.1. Introducción	146
6.1.1. Efecto Matteucci, la imanación en un hilo bajo torsión	146
6.1.2. Magnetostricción	146
6.1.3. La imanación en un hilo bajo torsión	150
6.2. Sistema y método de medida	151
6.3. Velocidad de pared en función de la torsión	152
6.3.1. Medidas de $v(H)$ en función de la torsión aplicada τ , para valores positivos de campo magnético	152
6.3.2. Medidas de $v(H)$ en función de la torsión aplicada τ , para valores negativos de campo magnético	157
6.3.3. Medidas de $v(H)$ Para elevados ángulos de torsión aplicada	162
6.4. Voltaje inducido en función de la torsión	164
6.4.1. Medidas de la $f.e.m.(\tau)$ en función de la torsión apli- cada τ para valores de campo magnético positivo	165
6.4.2. Medidas de la $f.e.m.(\tau)$ en función de la torsión apli- cada τ para valores de campo magnético negativo	170
6.4.3. Medidas de la $f.e.m.(H, \tau)$ para todo el rango de tor- sión aplicada	173

6.5. Interpretación de la componente M_ϕ	178
6.5.1. Variación temporal de la componente M_ϕ para un mi- crohilo sin torsionar	179
6.5.2. Variación temporal de la componente M_ϕ para un mi- crohilo torsionado a 45°	181
Conclusiones y perspectivas de trabajo	187
Publicaciones	193

Capítulo 1

Introducción

1.1. Materiales magnéticos

La historia del magnetismo es contemporánea con la historia de la ciencia. La capacidad de un imán para atraer el hierro, ha despertado la curiosidad de innumerables espíritus curios; ligándose siempre el magnetismo al desarrollo tecnológico. En la antigua Grecia, China y América precolombina ya estaban familiarizados con la magia proporcionada por rocas de magnetita (Fe_3O_4). Fueron los marineros chinos, quienes por primera vez usaron un imán tallado en forma de cuchara, usando este como pieza central de un dispositivo que señalaba al sur; dando lugar a la invención de la brújula [1].

La relación entre la electricidad y el magnetismo, llevo a *Luigi Galvani* y *Anton Messmer* a encaminar sus estudios en la electricidad y magnetismo animal. Pero fue en Dinamarca en 1820 cuando *Hans-Christian Oester* descubrió la verdadera conexión entre la electricidad y el magnetismo. Al poco tiempo *André-Marie Ampère* y *Domique-Francois* mostraron que cuando una corriente atraviesa una bobina, esta última se comporta como un imán. Dando nacimiento al electromagnetismo. Desde este punto una gran secuencia de eventos transformo el mundo; los aportes de *Michael Faraday* sobre las fuerzas eléctricas, y la formulación de las ecuaciones unificadoras del electromagnetismo por parte de *James Clerk Maxwell*.

Desde este punto, se ha desarrollado materiales magnéticos, usándolos en un sin número de aplicaciones como: transformadores, transductores, generadores y motores eléctricos, blindaje magnético, sensores, dispositivos electrónicos y de almacenamiento de información entre otros. Esta ultima aplicación iniciada en la década de 1900, es la aplicación con mas desarrollo para estos materiales. teniendo como reto la demanda por mayor densidad de información y velocidad de transferencia cada vez mas rápida. Entre estas aplicaciones, la transferencia de información y el desarrollo de sensores, son las aplicaciones más usadas de los materiales magnéticos estudiados en esta tesis, los cuales pertenecen a la familia de los vidrios metálicos, de los cuales se muestra sus generalidades.

1.1.1. Vidrios metálicos

Los vidrios metálicos son aleaciones metálicas de composición MT_xM_y . Para las cuales los metales de transición (MT) usados son Fe, Co y Ni; y los metaloides (M) típicamente usados son B, P, C, Al y Si. Esta familia de metales, ha recibido mucha atención desde su descubrimiento en 1960 por *Duwez* [2, 3], en lo que respecta a sus propiedades, favorecen diversas aplicaciones comerciales tales como fuentes de alimentación, transformadores, sensores magnéticos y transductores, cabezas magnéticas, blindaje magnético o magnetómetros [4]. La producción de estos materiales, se basa en el enfriamiento ultrarrápido de una aleación metálica líquida, congelando la estructura amorfa del material, y evitando la cristalización [5]. Estos materiales se obtienen comúnmente mediante las técnicas de solidificación rápida, electrodeposición, ablación láser, *sputtering*, aleado metálico y métodos químicos; dando lugar a una gran variedad de formas de materiales *bulk* con sección transversal de varios mm, cintas e hilos micrométricos, láminas delgadas y nanopartículas.

Generalmente, estas aleaciones se caracterizan por una alta resistividad eléctrica, alta resistencia mecánica, buena resistencia a la corrosión, y ausencia de la anisotropía cristalina. Las propiedades magnéticas tales como la densidad de flujo de saturación, la temperatura de Curie, magnetostricción y anisotropía inducida, pueden ser controladas por la composición de la aleación acompañado de un tratamiento térmico. Las aleaciones ricas en porcentaje de hierro, se caracterizan por tener la mayor densidad de flujo de saturación y las aleaciones basadas en mu mayoría por % de cobalto, se caracterizan por su baja magnetostricción, muy altas permeabilidades y bajas pérdidas magnéticas [4, 6].

Los vidrios metálicos presentan fuertes tensiones internas debidas a los procesos de fabricación, dando lugar a la formación de una anisotropía magnética a través del acoplamiento magnetoelástico, que es proporcional a la constante de magnetostricción de saturación λ_s . Al aplicar una tensión mecánica σ sobre una muestra con magnetostricción positiva, la imanación espontánea tiende a girar hacia la dirección de la tensión. Este fenómeno se describe mediante un término de energía libre:

$$E_{\sigma} = \frac{3}{2} \lambda_s \sin^2 \alpha \quad (1.1)$$

donde α es el ángulo entre la tensión aplicada y la imanación remanente. En el capítulo 6, se estudia la influencia de la torsión aplicada en las medidas de velocidad de propagación de paredes de dominio; aplicada sobre un microhilo con magnetostricción positiva. A continuación se muestra la clasificación de los microhilos amorfos recubiertos de vidrio.

1.2. Microhilos recubiertos de vidrio

Los microhilos recubiertos de vidrio, son materiales compuestos por un núcleo ferromagnético de sección transversal cilíndrica, recubierto por una capa aislante de vidrio (DURAN o generalmente *Pyrex*), como se muestra en la figura 1.1. Sus orígenes datan de 1924 en Estados Unidos, cuando *G. E. Taylor* obtuvo delgadas fibras de metálicas recubiertas de vidrio [7]. En 1957, *A. Ulitovsky* introdujo un novedoso método de fabricación de micro-

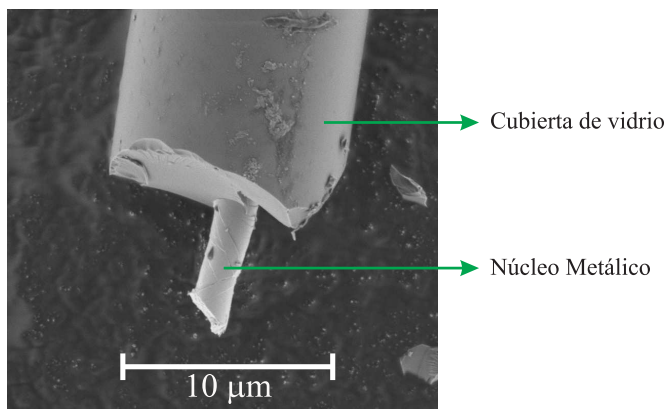


Figura 1.1: Imagen MEB (Microscopía electrónica de Barrido) de un microhilo metálico recubierto de vidrio.

hilos recubiertos de vidrio, con un diámetro mínimo de 1 μm [8] (Recientemente, *H. Chiriac* y colaboradores lograron obtener microhilos submicrométricos con diámetros de núcleo metálicos desde los 150 nm y varios cientos de manómetros de recubrimiento de vidrio [9, 10, 11]). Esta técnica de fabricación, se mantiene actualmente para la producción de microhilos y se conoce con el nombre de *Taylor-Ulitovsky*. Actualmente numerosos grupos en Rusia, Europa y América llevan a cabo investigaciones en diversas temas que involucran dichos materiales.

1.2.1. Comportamiento magnético de los microhilos

El comportamiento magnético de los microhilo recubiertos de vidrio, esta gobernado por la anisotropía de forma, pero principalmente por la anisotropía magnetoelástica. Esta anisotropía es producto del acoplamiento entre las tensiones introducidas durante los procesos de fabricación (diferentes coeficientes de expansión térmica entre el núcleo metálico y el recubrimiento de vidrio) y la magnetostricción [12]. De acuerdo con el valor de la magnetostricción del material, los microhilos se pueden clasificar en tres familias:

Microhilos con magnetostricción negativa

Son aleaciones ricas en Co (no considerados en esta tesis), y se caracterizan por tener una constante de magnetostricción relativamente alta y negativa (λ_s del orden de -10^{-6}). Como resultado de su distribución de tensiones, el eje de fácil imanación es circular, y su estructura de dominios es circular [13, 14, 15], sin embargo, para reducir la energía de intercambio, en el centro existe un pequeño dominio axial. Los procesos de imanación consisten en la rotación cuasi reversible de los momentos magnéticos desde la superficie hacia el interior del microhilo en función del campo magnético aplicado, dando lugar a ciclos de histéresis anhisteréticos y tumbados [16].

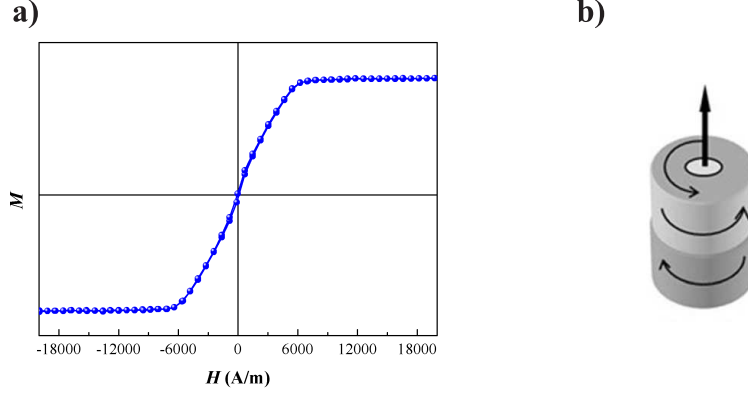


Figura 1.2: a) Ciclo de histéresis para un microhilo de composición $Co_{76}Si_{11}B_{13}$ con diámetros metálico y total de 6 μm y 18 μm respectivamente. b) Estructura de dominios en el microhilo (fuente [17]).

Microhilos con baja magnetostricción

A esta familia de microhilos, pertenecen las aleaciones ricas en Co-Fe (no consideradas en esta tesis) con un porcentaje de hierro entre 3 y 6 %. Se caracterizan por tener una magnetostricción muy baja y negativa ($\lambda_s \leq 10^{-7}$); resultando en una baja anisotropía magnetoelástica circular. Estos microhilos poseen una estructura de dominios compuesta por dominios circulares en la superficie del núcleo metálico [18, 19], y una estructura de múltiples dominios axiales en el centro del núcleo [20]. El eje de fácil imanación es circular; y el comportamiento magnético de estas muestras se caracteriza por ciclos de histéresis ultrablandos con muy baja coercitividad y alta permeabilidad inicial [21, 22, 23].

Microhilos con magnetostricción positiva

Esta última familia, esta compuesta por aleaciones ricas en Fe, con una constante de magnetostricción grande y positiva (λ_s del orden de 10^{-5}).

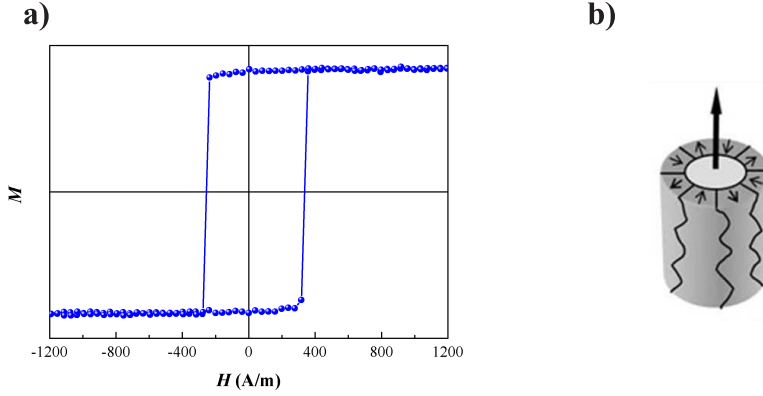


Figura 1.3: a) Ciclo de histéresis para un microhilo de composición $Fe_{75}Si_{10}B_{15}$ con diámetros metálico y total de 2 μm y 10 μm respectivamente. b) Estructura de dominios en el microhilo (fuente [17]).

Debido a la distribución de tensiones introducidas durante su producción, la estructura de dominios se caracteriza por tener en el centro del núcleo, un monodominio a lo largo del eje, rodeado de por una estructura radial [17] [21], y dos dominios de cierre en los extremos del núcleo metálico que disminuyen la energía magnetostática [24]. El eje de fácil imanación es axial, y los procesos de imanación vienen dados por la propagación de una única pared de dominio que recorre todo el microhilo, mediante un gran salto *Barkhausen*. Siendo estos materiales apropiados para estudiar la dinámica de una pared de dominio en largas distancias (varias decenas de centímetros) [25, 26].

Debido a la propagación de una única pared, los ciclos de histéresis característicos de estas aleaciones son rectangulares, debido a los estados de imanación remanente ($\pm M_S$). La biestabilidad magnética de los microhilos, se pierde cuando se reduce la longitud de las muestras hasta alcanzar una longitud crítica $l = 3 \text{ mm}$ [24, 27]; ocurriendo un solapamiento de los dominios de cierre debido al incremento del factor desimanador [28].

1.2.2. Aportes del grupo en la investigación de microhilos de vidrio

Los principales trabajos desarrollados por los investigadores formados en el grupo de nanomagnetismo y procesos de magnetización, abarcan desarrollos importantes en los temas:

- Distribución y dependencia térmica del campo de desenganche H_{sw} (R. Varga, K. L. García, K. R. Pirota) [29, 30, 31, ?]
- Dinámica y propagación de única pared de dominio en microhilos biestables (R. Varga, J. Torrejón, K. L. García, G. Infante, G. Badinni-Confalonieri y A. Jiménez) [32, 33, 34, 35, 36, 37]
- Acoplamiento magnetoelástico y magnetostático en microhilos y microsistemas bifásicos (J. Torrejón, G. Badinni-Confalonieri, K. R. Pirota, G. Infante, R. El Kammouni) [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44]
- Resonancia ferromagnética y Magnetoinpedancia en microhilos monofásicos y bifásicos (J. Torrejón, G. A. Badinni-Confalonieri, G. Infante, R. El Kammouni) [45, 46, 47, 48]
- Inyección y movimiento controlado de paredes de dominio (G. Basheed, G. Infante, R. P. Del Real, G. A. Badinni-Confalonieri, A. Jiménez) [49]

Además de estos aportes, se han realizado un gran número de trabajos de colaboración con diferentes grupos en todo el mundo, en los temas mencionados, sensores [50, 51], sistemas de medida [52, 53], y caracterización de microhilos [24].

1.3. Objetivos generales

- Diseñar e implementar dispositivos de medida de velocidad de propagación de pared, que permitan la identificación del número de paredes

propagadas; además del estudio de la dinámica y el control de paredes de dominio, en microhilos de longitud estándar (100 mm) hasta de 500 mm.

- Modificar la forma de onda de los campos aplicados, de forma tal, que se permita el estudio de la propagación de paredes de dominio en valores de campo magnético inferiores al campo de desenganche.
- Estudiar la dinámica y fluctuación de las paredes de dominio propagadas bajo campos inferiores al campo de desenganche.
- Estudiar el efecto de la temperatura de medida, y la relajación estructural sobre las curvas de campo de desenganche, y velocidad de propagación de paredes de dominio; realizadas en microhilos amorfos biestables.
- Mediante el uso de un campo local intenso generado por una bobina local, inyectar un dominio de imanación invertida a la dirección de la imanación del microhilo.
- Una vez inyectado un dominio invertido, propagar de manera controlada, las paredes de dominio HH y TT formadas en la intercara de dicho dominio inyectado.
- Obtener la componente M_ϕ de la imanación, producida durante la propagación de una pared de dominio, e identificar en la forma de dicha componente los procesos que dan lugar a la inversión de la imanación en un microhilo biestable.
- Usando la componente M_ϕ de la imanación, determinar el número de paredes de dominio propagadas durante una medida de velocidad de propagación.
- Evaluar el comportamiento de la velocidad de propagación de una única pared de dominio, cuando se somete el microhilo a diferentes valores de tensión de torsión.

1.4. Trabajo desarrollado

Esta tesis se enfoca en la dinámica de paredes de dominio en microhilos amorfos biestables; de tal forma que estudiamos el desenganche y propagación de una única pared de dominio.

Primera parte: Control de paredes de dominio

En la primera parte, se estudia la dinámica de una única pared de dominio, donde se ha diseñado e introducido métodos originales para controlar paredes de dominio magnético en estos materiales. Las cuales pueden ser empleadas como aplicaciones en nuevos dispositivos magnéticos.

El capítulo 2, describe el proceso y la técnica de fabricación de los microhilos recubiertos de vidrio, partiendo desde sus elementos precursores. Además, se describen las características de las técnicas empleadas para su caracterización magnética; haciendo énfasis en aquellas que fueron construidas e implementadas durante el desarrollo de esta tesis.

En el capítulo 3, se introduce al lector en la dinámica y desplazamiento de una pared de dominio. Donde se estudia la influencia de las fluctuaciones en las medidas de la velocidad de propagación de una única pared de dominio en los diferentes regímenes que presenta el movimiento de la pared. Además, se estudia la estabilidad en las medidas de campo de desenganche y velocidad de propagación de una única pared de dominio, dada por el tratamiento térmico adecuado al que se suministran los microhilos. Mostrando la versatilidad que presentan los microhilos a la hora de ser utilizados como elementos sensores.

En el capítulo 4, se estudia un método poco estudiado para la aceleración, frenado y bloqueo de paredes de dominio, mediante el uso de una bobina local en el centro del solenoide primario. La cual genera un mínimo de energía que combinado con la dirección de propagación del campo magnético aplicado, proporciona el frenado o acelerado de la pared; este efecto del mínimo de energía proporcionado por una bobina local, también puede ser generado por una segunda capa magnética dura, en muestras filiformes de dos faces magnéticas [38]. Por otro lado, el campo magnético puntual

generado por la bobina local, puede ser usado para la inyección de dominios invertidos localizados [32, 49, 54]. A partir de un dominio invertido, se propagan las dos paredes de dominio, con un mínimo de campo de propagación aplicado. Mediante la combinación de las frecuencias de los campos usados es posible controlar dichas paredes de dominio inyectadas [55].

Segunda parte: Estudio de la fuerza electromotriz inducida durante la propagación de paredes de dominio

Esta parte se enfoca en la *f.e.m.* que se induce en una microhilo biestable durante la propagación de paredes de dominio.

Además de la dinámica de una pared de dominio, durante el desarrollo del trabajo de investigación; también se trabajo en otra linea de investigación aparte del movimiento controlado de paredes de dominio, que es igualmente interesante. En ésta, se estudia la *f.e.m.* ligada a la propagación de paredes de dominio.

En primer lugar, en el capítulo 5 se introduce al lector acerca de la procedencia y determinación cuantitativa de la fuerza electromotriz medida durante la propagación de las paredes de dominio. A partir de ésta *f.e.m.*, es posible identificar los procesos de formación-desenganche desde un extremo del microhilo, propagación bajo campos magnéticos constantes, y el enganche de la pared de dominio en el extremo opuesto del microhilo. La propagación de múltiples paredes de dominio desenganchadas desde los extremos, y desde defectos estructurales, también se estudian en este capítulo. Las *f.e.m.* inducidas debido a la propagación de paredes de dominio con elevadas velocidades de propagación, plantean un posible cambio en la forma de la pared que favorezca dicho comportamiento. Por ultimo, se propone método original de medida de la velocidad de propagación para una única pared de dominio, basado en la forma que presenta la *f.e.m.* para la formación-desenganche de la pared en un extremo del microhilo, y enganche en el extremo opuesto.

Por otro lado, en el capítulo 6 se estudia la anisotropía helicoidal presente en los microhilos amorfos recubiertos de vidrio asociada al efecto *Matteucci* intrínseco en las muestras. Además, se observa la dependencia y la evolución

tanto de la velocidad de propagación de paredes de dominio y la *f.e.m.* en función de la torsión aplicada.

Bibliografía

- [1] J. M. D. Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
- [2] W Klement, R. H. Willens, and P. Duwez. Non-crystalline Structure in Solidified Gold-Silicon Alloys. *Nature*, 187:869, 1960.
- [3] H. Jones. Splat cooling and metastable phases. *Reports on Progress in Physics*, 36:1425, 1973.
- [4] K.H.J. Buschow. *Handbook of Magnetic Materials*, volume 6. Elsevier, 1991.
- [5] A. L. Greer. Metallic Glasses. *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, page 5529, 2000.
- [6] A. L. Greer. Metallic glasses. *Science*, 267:1947, 1995.
- [7] G. F. Taylor. A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses. *Physical Review*, 23, 1924.
- [8] A. V. Ulitovsky, A. M. Maiani, and A. I. Avramenco. Method of continuous casting of glass coated microwire, 1960.
- [9] H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Lostun, G. Ababei, and T.-A. Óvári. Magnetic behavior of rapidly quenched submicron amorphous wires. In *J. Appl. Phys.*, volume 107, page 09A301, 2010.
- [10] H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Lostun, G. Stoian, G. Ababei, and T.-A. Óvári. Rapidly solidified amorphous nanowires. *J. Appl. Phys.*, 109:063902, 2011.
- [11] T.-A. Óvári, S. Corodeanu, and H. Chiriac. Domain wall velocity in submicron amorphous wires. *J. Appl. Phys.*, 109:07D502, 2011.
- [12] H. Chiriac and T.-A. Óvári. Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications. *Prog. Mater Sci.*, 40:333, 1996.
- [13] Yu Kabanov, A. Zhukov, V. Zhukova, and J. Gonzalez. Magnetic domain structure of wires studied by using the magneto-optical indicator film method. *Appl. Phys. Lett.*, 87:142507, 2005.

- [14] A. Chizhik, V. Zablotskii, A. Stupakiewicz, A. Dejneka, T. Polyakova, M. Tekielak, A. Maziewski, A. Zhukov, and J. González. Circular domains nucleation in magnetic microwires. *Appl. Phys. Lett.*, 102:202406, 2013.
- [15] S. A. Gudoshnikov, B. Ya. Ljubimov, P. S. Palvanov, Yu. V. Prokhorova, V. S. Skomarovski, N. a. Usov, and a. V. Torcunov. Influence of applied tensile stress on the magnetic behaviour of Co-rich amorphous microwires. *Phy. Stat. Solidi A*, 206:625, 2009.
- [16] M. Vazquez. Soft magnetic wires. In *Physica B*, volume 299, page 302, 2001.
- [17] N. N. Orlova, A. S. Aronin, S. I. Bozhko, Yu P. Kabanov, and V. S. Gornakov. Magnetic structure and magnetization process of the glass-coated Fe-based amorphous microwire. In *J. Appl. Phys.*, volume 111, page 073906, 2012.
- [18] A. Chizhik, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Zhukov, J. González, and J. M. Blanco. Direct observation of giant Barkhausen jumps in magnetic microwires. *Appl. Phys. Lett.*, 97:012502, 2010.
- [19] A Chizhik, A Zhukov, A Stupakiewicz, A Maziewski, J M Blanco, and J Gonzalez. BS-02 Kerr microscopy study of magnetic domain structure changes in amorphous microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 45:4279, 2009.
- [20] A. Chizhik, A. Zhukov, J. Blanco, and J. Gonzalez. Magneto-optical investigation of magnetization reversal in nearly zero magnetostrictive Co-rich wire and microwire. *J. Magn. Magn. Mater.*, 249:27, 2002.
- [21] K. Liu, Z. Lu, T. Liu, and D. Li. Measurement of internal tensile stress in Co_{68.2}Fe_{4.3}Cr_{3.5}Si₁₃B₁₁ glass-coated amorphous microwires using the stress sensitivity of saturation magnetostriction. *J. Magn. Magn. Mater.*, 339:124, 2013.
- [22] J. Fan, H. Chiriac, and X. P. Li. Study of the magnetic anisotropy of micron-sized CoFeSiB glass covered amorphous wires. *J. Appl. Phys.*, 109:07B522, 2011.
- [23] R. El Kammouni, G. Infante, J. Torrejon, M. R. Britel, J. Briguei, and M. Vazquez. Microwave behavior in CoFe-based single- and two-phase magnetic microwires. *Phys. Status Solidi A*, 208:520, 2011.
- [24] J. Ye, R. P. Del Real, G. Infante, and M. Vazquez. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect. *J. Appl. Phys.*, 113:043904, 2013.
- [25] S. Corodeanu, H. Chiriac, and T.-A. Óvári. Accurate measurement of domain wall velocity in amorphous microwires, submicron wires, and nanowires. *Rev. Sci. Instrum.*, 82:094701, 2011.
- [26] A. Jimenez, R. P. del Real, and M. Vazquez. Controlling depinning and propagation of single domain-walls in magnetic microwires. *Eur. Phys. J. B*, 86:113, 2013.
- [27] G. Infante. *Propiedades magnéticas y de transporte de nuevos microhilos mono y bifásicos*. Tesis doctoral, Universidad Autonoma de Madrid, 2010.

-
- [28] A. M. Severino, C. Gomez-Polo, P. Marin, and M. Vazquez. Influence of the sample length on the switching process of magnetostrictive amorphous wire. *J. Magn. Magn. Mater.*, 103:117, 1992.
- [29] M. Vazquez, A. Zhukov, K. R. Pirota, R. Varga, K. L. Garcia, C. Luna, M. Provencio, D. Navas, J. L. Martinez, and M. Hernandez-Velez. Temperature dependence of remagnetization process in bistable magnetic microwires. *J. Non-Cryst. Solids*, 329:123, 2003.
- [30] R. Varga, K. L. Garcia, M. Vazquez, A. Zhukov, and P. Vojtanik. Switching-field distribution in amorphous magnetic bistable microwires. *Phys. Rev. B*, 70:024402, 2004.
- [31] E. Komova, M. Varga, R. Varga, P. Vojtanik, J. Torrejon, M. Provencio, and M. Vazquez. Frequency dependence of the single domain wall switching field in glass-coated microwires. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 19:236229, 2007.
- [32] R. Varga, J. Torrejon, Y. Kostyk, K. L. Garcia, G. Infante, G. Badini, and M. Vazquez. Single-wall dynamics and power law in bistable magnetic microwires. *J. Phys. Condens. Matter*, 20:445215, 2008.
- [33] G. Infante, R. Varga, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Locally induced domain wall damping in a thin magnetic wire. *Appl. Phys. Lett.*, 95:012503, 2009.
- [34] R. Varga, G. Infante, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Diffusion-damped domain wall dynamics. *J. Phys. Conf. Ser.*, 200:042026, 2010.
- [35] K. Richter, R. Varga, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. The effect of transverse field on fast domain wall dynamics in magnetic microwires. *Appl. Phys. Lett.*, 96:182507, 2010.
- [36] K. Richter, R. Varga, G. Infante, G. a. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Domain wall dynamics in thin magnetic wires under the influence of transversal magnetic field. *IEEE Trans. Magn.*, 46:210, 2010.
- [37] R. Varga, G. Infante, K. Richter, and M. Vazquez. Anomalous effects in the domain-wall dynamics in magnetic microwires. *Phys. Status Solidi A*, 208:509, 2011.
- [38] M. Vazquez, G. Badini-Confalonieri, L. Kraus, K. R. Pirota, and J. Torrejon. Magnetostatic bias in soft/hard bi-phase layered materials based on amorphous ribbons and microwires. *J. Non-Cryst. Solids*, 353:763, 2007.
- [39] J. Torrejon, G. Badini, K. Pirota, and M. Vazquez. Design of multilayer microwires with controllable magnetic properties: Magnetostatic and magnetoelastic coupling. *Acta Mater.*, 55:4271, 2007.
- [40] G. A. Badini-Confalonieri, G. Infante, J. Torrejon, and M. Vazquez. Biased magnetization reversal in bi-phase multilayer microwires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 320:2443, 2008.

- [41] J. Torrejón, G. Infante, K. J. Merazzo, and G. a. Badini-Confalonieri. Circular magnetoelastic anisotropy induced in the nucleus of an FeSiB-CoNi soft-hard biphasic microwire. *IEEE Trans. Magn.*, 44:3942, 2008.
- [42] J. Torrejon, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Double-absorption ferromagnetic resonance in biphasic magnetic microwires. *J. Appl. Phys.*, 106:023913, 2009.
- [43] J. Torrejon, M. Vazquez, and L. V. Panina. Asymmetric magnetoimpedance in self-biased layered CoFe/CoNi microwires. *J. Appl. Phys.*, 105:033911, 2009.
- [44] G. Infante, G. A. Badini-Confalonieri, R. P. Del Real, and M. Vazquez. Double large Barkhausen jump in soft/soft composite microwires. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43:345002, 2010.
- [45] G. Infante, K. J. Merazzo, G. A. Badinni-Confalonieri, F. Batallan, and M. Vazquez. Anisotropic magnetoresistance in biphasic microwires. *J. Appl. Phys.*, 105:07A320, 2009.
- [46] J. Torrejon, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Multipeak ferromagnetic resonance behaviour tailored by magnetoelastic coupling in FeSiB/CoNi layered microwires. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43:145001, apr 2010.
- [47] L. Kraus, G. Infante, Z. Frait, and M. Vazquez. Ferromagnetic resonance in microwires and nanowires. *Phys. Rev. B*, 83:174438, 2011.
- [48] R. El Kammouni, M. Vazquez, L. Lezama, G. Kurlyandskaya, and L. Kraus. Temperature dependence of microwave absorption phenomena in single and biphasic soft magnetic microwires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 368:126, 2014.
- [49] M. Vazquez, G. Basheed, G. Infante, and R. P. Del Real. Trapping and Injecting Single Domain Walls in Magnetic Wire by Local Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 108:037201, 2012.
- [50] M. Vazquez, H. Pfützner, K. Pirota, G. A. Badini-Confalonieri, and J. Torrejon. Multifunctional sensor based on multilayer magnetic microwires with magnetoelastic coupling, 2006.
- [51] M. Butta, P. Ripka, G. Infante, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Magnetic microwires with field-induced helical anisotropy for coil-less fluxgate. *IEEE Trans. Magn.*, 46:2562, 2010.
- [52] M. Butta, G. Infante, P. Ripka, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. M-H loop tracer based on digital signal processing for low frequency characterization of extremely thin magnetic wires. *Rev. Sci. Instrum.*, 80:083906, 2009.
- [53] M. Butta, P. Ripka, G. Infante, G. A. Badini-Confakmieri, and M. Vazquez. Bi-metallic magnetic wire with insulating layer as core for orthogonal fluxgate. *IEEE Trans. Magn.*, 45:4443, 2009.

-
- [54] R. Varga, Y. Kostyk, A. Zhukov, and M. Vazquez. Single domain wall dynamics in thin magnetic wires. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354:5101, 2008.
 - [55] A. Jimenez and M. Vazquez. Alternating Motion of Single-Domain Walls in Uniaxial Magnetic Wire. *IEEE Magn. Lett.*, 5:5000204, 2014.

Parte I

Control de paredes de dominio

Capítulo 2

Técnicas experimentales

En este capítulo se encuentran descritas las técnicas de caracterización, utilizadas durante la realización de este trabajo. Es de resaltar, que la mayoría de las técnicas aquí descritas, se ha desarrollado durante este trabajo de investigación.

2.1. Introducción

En este capítulo se describen las principales técnicas experimentales empleadas durante la investigación realizada. En cuanto a las técnicas o equipos comerciales y/o habituales, se resaltan las características principales. Durante este trabajo, se resalta especialmente el desarrollo instrumental que se presenta en los apartados 2.4.1, 2.4.3 a 2.4.5 desarrollados originalmente en este trabajo.

2.2. Método de fabricación de microhilos con recubrimiento de vidrio

El proceso de solidificación ultrarrápida consiste en el enfriamiento o congelación de la fase líquida del metal [1], alcanzándose así la estructura desordenada (estado de mínima energía) típica de temperaturas elevadas. En los vidrios aislantes convencionales, la velocidad de enfriamiento necesaria para obtener una estructura amorfa puede ser tan reducida como 10 K/s; en cambio la velocidad de enfriamiento para un metal puro es del orden de 10^{10} K/s. En la actualidad no existen procedimientos experimentales descritos que desarrollen tales velocidades de enfriamiento, por lo tanto se añaden al metal puro pequeñas cantidades de metaloides con el objetivo de reducir la velocidad de enfriamiento a 10^6 K/s [2, 3, 4, 5].

Las aleaciones obtenidas por la técnica de enfriamiento ultrarrápido son termodinámicamente metaestables y tienen composiciones del tipo MT_xM_y ; donde MT son los metales de transición y M los metaloides. En las familias de aleaciones más típicas se usa Fe, Co, Ni como MT y B, Si, P, C como M, donde el porcentaje atómico de x se encuentra normalmente entre un 70 y 80%; en algunas familias de aleaciones también se pueden encontrar pequeños porcentajes de otros elementos como Al, Cr, Mn, Cu, Nb, Mo o Pt con el fin de mejorar las propiedades mecánicas, magnéticas, térmicas o la resistencia a la corrosión [4, 5].

Las principales ventajas de las técnicas de solidificación ultrarrápida son: i) Amplio rango en la variación de los parámetros de fabricación. ii)

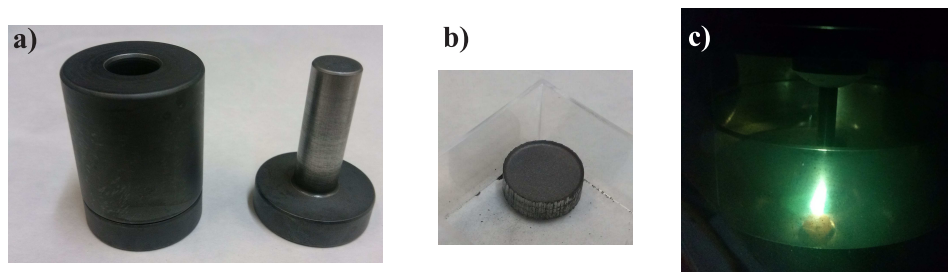


Figura 2.1: a) y b) Troquel y pastilla compacta de los elementos precursores de la aleación. c) Proceso de fundido de la pastilla usando un horno por arco en atmosférica de nitrógeno.

Fabricación de decenas o centenares de metros (dependiendo de la técnica de fabricación) de muestra de manera continua. iii) Control y ajuste de los parámetros geométricos.

Para obtener vidrios metálicos en forma de microhilo recubierto de vidrio, se necesita previamente preparar una aleación madre (con estructura policristalina). En el desarrollo experimental de esta tesis se ha utilizado un horno de arco eléctrico MAM-1 de la compañía Edmund Bühler (GmbH) [6] (figura 2.1c) para preparar la aleación madre en atmósfera protectora de Ar, partiendo de una pastilla de 3 g (figura 2.1b) de polvos compactados en un troquel de 1,3 cm de diámetro interno (figura 2.1a). Los elementos precursores puros han sido adquiridos en las compañías Sigma-Aldrich y Alfa-Aesar, con pureza igual o superior al 99,9 %.

Los microhilos amorfos recubiertos de vidrio se han fabricado mediante el método modificado de Taylor-Ulitovsky [7] mostrado en la figura 2.2. Esta técnica consiste en el estiramiento de un capilar vítreo (generalmente Pyrex o DURAN) dentro del cual está contenida la aleación metálica. El tubo de vidrio con la aleación madre en su interior es introducido en una bobina de inducción. La aleación es calentada hasta alcanzar la temperatura de fusión, provocando el ablandamiento de la capa vítrea y permitiendo así el estiramiento del hilo resultante [2]. El ritmo de enfriamiento rápido de la

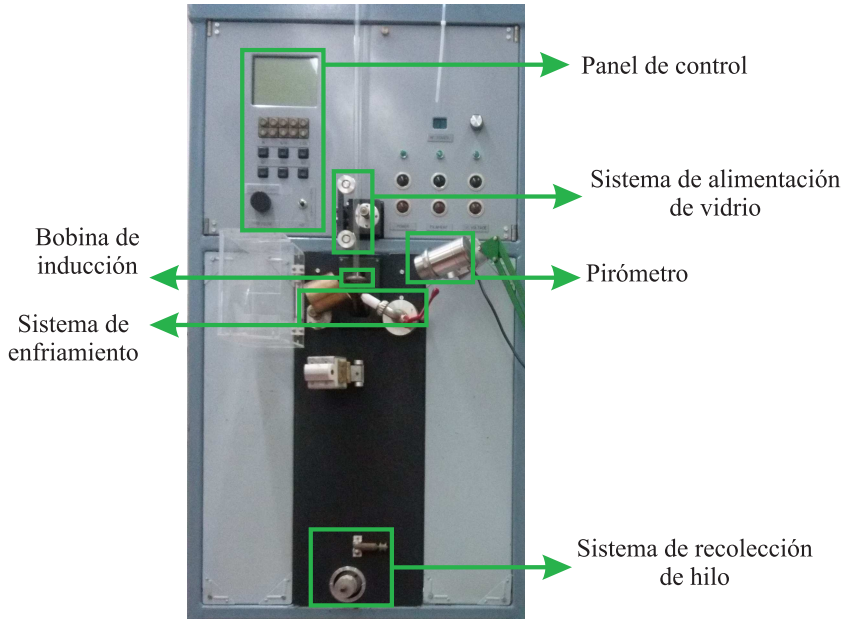


Figura 2.2: Fotografía del equipo de fabricación de microhilos amorfos recubiertos de vidrio, perteneciente a los laboratorios de ICMM-CSIC.

muestra se incrementa mediante la inyección de un flujo constante de agua como se muestra en los numerales *a* y *c* de la figura 2.3. Una vez solidificado, el microhilo recubierto de vidrio es enrollado mediante un cilindro rotatorio situado en la parte interior del equipo asegurando la continuidad del proceso como se muestra en la figura 2.3b. El espesor del recubrimiento de vidrio y el diámetro del núcleo metálico están regulados por parámetros que se pueden controlar (automática o manualmente) en el equipo de fabricación, tales como: i) Desplazamiento vertical del tubo de vidrio, controlando la distancia de la aleación a la espira de inducción. ii) Vacío (bajo vacío) en el interior del tubo de vidrio. iii) Corriente en la bobina de inducción. iv) Velocidad de rotación del cilindro en el que se enrolla el hilo.

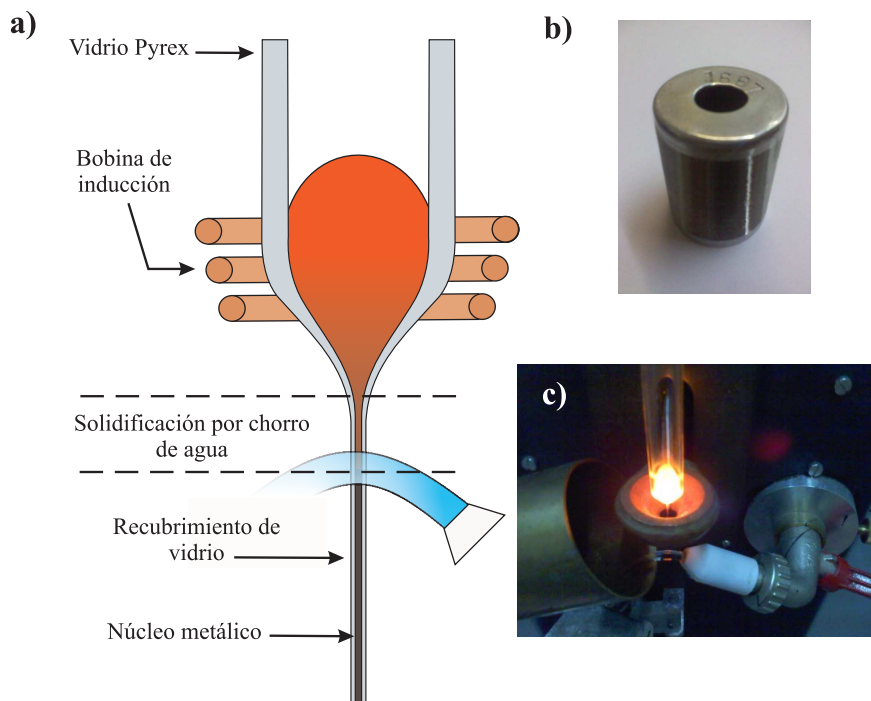


Figura 2.3: a) Sistema de fundición de la aleación madre. b) Carrete de recolección del microhilo fabricado. c) Sistema de rápido enfriamiento por chorro de agua, del equipo de fabricación de microhilos recubiertos de vidrio.

Este método de fabricación permite el control de la microestructura y de las características geométricas de los hilos (diámetro metálico y espesor del recubrimiento de vidrio), de esta forma su comportamiento magnético queda determinado. También es posible variar el diámetro metálico del microhilo al aumentar la velocidad de enrollado del hilo.

Como se mencionó en la introducción, el recubrimiento de vidrio induce una configuración de tensiones residuales en el núcleo metálico, producidas durante el proceso de enfriamiento, mientras que la composición de

la aleación determina su constante de magnetostricción λ_s . Ambas magnitudes juegan un papel muy importante en la anisotropía magnetoelástica, estableciendo el comportamiento magnético de las muestras [8, 4].

2.3. Caracterización magnética - Medida de ciclos de histéresis

Las medidas de los ciclos de imanación axial fueron realizadas con dos técnicas complementarias: i) Un magnetómetro de muestra vibrante (*VSM*), permitiendo obtener ciclos de histéresis para un rango de campos de $-1,8$ a $1,8$ T. ii) Magnetómetro de inducción digital desarrollado en los laboratorios del ICMM-CSIC para este trabajo, el cual permite una caracterización rápida y precisa de ciclos de histéresis a bajo campo (2000 A/m o más si se utiliza un amplificador); con una resolución suficiente para un diámetro metálico del microhilo entorno a $1\text{ }\mu\text{m}$.

2.3.1. Magnetómetro de muestra vibrante

El magnetómetro de muestra vibrante o *VSM* (por sus siglas en inglés: *Vibrating Sample Magnetometer*) se basa en la ley de inducción de Faraday, la cual establece que la fuerza electromotriz (*f.e.m.*) es proporcional al cambio de flujo magnético. La medida de la imanación de un material magnético mediante este sistema consiste en fijar la muestra en el extremo de una varilla (no ferromagnética), la cual oscila entre dos solenoides secundarios con un movimiento armónico simple, mientras se aplica un campo magnético constante. El campo magnético oscilante de la muestra en movimiento induce una *f.e.m.* alterna en las bobinas secundarias, cuya magnitud es proporcional al momento magnético de la muestra. La “pequeña” *f.e.m.* alterna es llevada a un amplificador *lock-in*, el cual es sensible únicamente a la señal de referencia de la frecuencia de vibración de la muestra [9].

Los ciclos de histéresis se han medido en los laboratorios del ICMM-CSIC en un Magnetómetro modelo *EV7* de la compañía LOT-Oriel [10] mostrado en la figura 2.4. El campo máximo que se puede aplicar con el

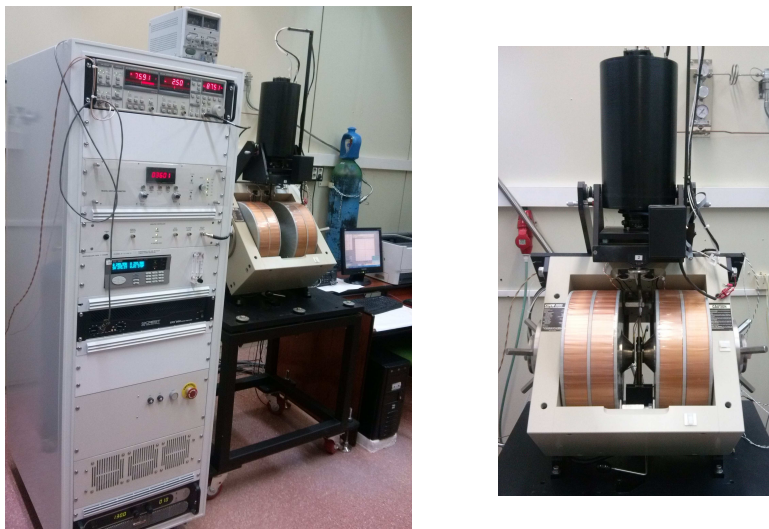


Figura 2.4: Fotografías del magnetómetro de muestra vibrante (VSM) modelo EV7, perteneciente a los laboratorios del ICMM-CSIC.

electroimán es 1,8 T dependiendo de la distancia entre los polos, con una precisión para estabilizar el campo aplicado inferior a 0.1×10^{-5} T; la distancia máxima entre los polos es de 82 mm. Aunque el VSM junto con el *SQUID* (*Superconducting Quantum Interference Devices*) son equipos muy sensibles y los mejores instrumentos para medir la imanación de cualquier material ferromagnético, son menos útiles para la medición de materiales magnéticos muy blandos, debido al campo remanente presente en sus polos [9].

2.3.2. Magnetómetro de inducción

El sistema de inducción digital con elevada sensibilidad utilizado en la medida de la imanación de los microhilos presentados durante el desarrollo de esta tesis, fue desarrollado en nuestro grupo en los laboratorios del

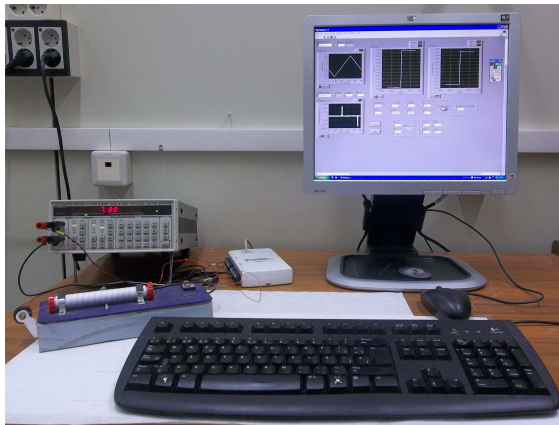


Figura 2.5: Fotografía del magnetómetro de inducción digital perteneciente a los laboratorios del ICMM-CSIC.

ICMM-CSIC (figura 2.5). Este sistema está basado en el procesado digital de la señal, integración del voltaje, compensación fina del flujo magnético y reducción del ruido [11, 12], y nos permite medir la imanación de un microhilo de 20 mm de longitud.

El funcionamiento de un magnetómetro de inducción consiste en la medida de la variación temporal del flujo magnético total ϕ inducido en una bobina secundaria, al aplicar un campo magnético e imanarse una muestra con sección transversal similar a la de la bobina secundaria. El flujo magnético ϕ a través de la sección transversal S de la bobina es:

$$\phi = BS = \mu_0 HS + \mu_0 MS_m \quad (2.1)$$

donde M es la imanación de la muestra y S_m es su sección transversal. El campo magnético aplicado H se calcula midiendo la corriente que circula por el solenoide primario. Según la ley de inducción de Faraday ($\xi = -d\Phi/dt$), el voltaje inducido en el solenoide secundario es proporcional a la derivada temporal del flujo magnético que le atraviesa; este voltaje se integra y se

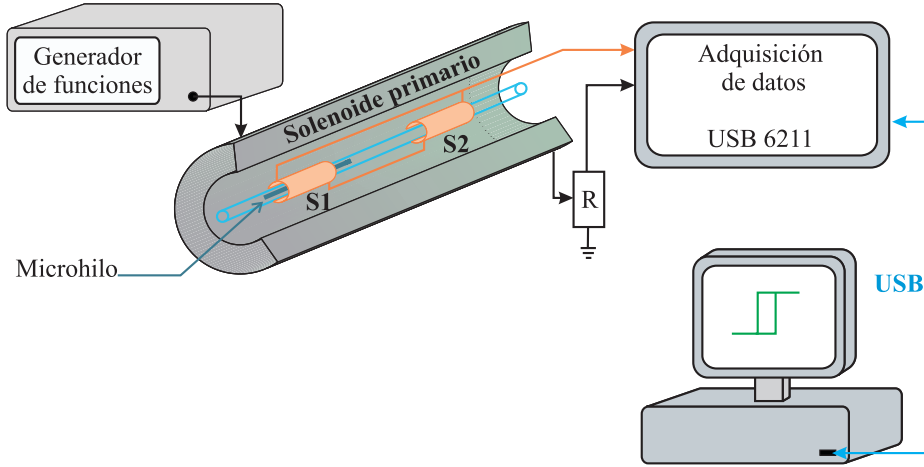


Figura 2.6: Magnetómetro de inducción digital para la medida de ciclos de histéresis axial en microhilos magnéticos.

divide por la sección transversal de la muestra para obtener la medida de la inducción magnética B . Este método presenta dificultades para medir muestras de sección transversal reducida, como lo son los microhilos magnéticos, ya que el flujo magnético total es comparable al flujo de campo magnético fuera de la muestra o flujo en el aire ϕ_{aire} . Con el fin de minimizar esta contribución, se conecta dos bobinas de iguales dimensiones en serie-oposición; la primer bobina (S1 en la figura 2.6) contiene la muestra, y la segunda bobina (S2 en la figura 2.6) llamada de comparación o referencia, registra el ϕ_{aire} [13, 14, 15]. La del flujo obtenido en las dos bobinas nos permite obtener la imanación M del material.

La Figura 2.6 muestra un esquema del magnetómetro de inducción usado para medir los ciclos de imanación durante el desarrollo de esta tesis, el cual esta compuesto por: un generador de funciones (Stanford Research DS345) conectado a un solenoide primario (de 2074 vueltas enrollado con hilo de Cu de 0.4 mm alrededor de un cilindro de Pyrex de 9 mm de diámetro externo y

120 mm de longitud) que proporciona un campo magnético máximo de unos 8 kA/m. Un par de bobinas secundarias S1 y S2 (de 310 vueltas y 10 mm de longitud, enrollados con un hilo de cobre de 0.05 mm alrededor de un capilar de Pyrex de 1.1 mm de diámetro externo). La conversión de la señales de analógica a digital (caída de voltaje en la resistencia R y voltaje inducido en las dos bobinas secundarias), se realiza a una frecuencia de muestreo de 250 kHz con 16 bit de resolución y entrada diferencial mediante una tarjeta de adquisición de datos de propósito general (National Instruments NI USB-6211) [16]. El voltaje inducido no es preamplificado, pero se aprovecha la amplificación proporcionada por la tarjeta seleccionando el rango de voltaje mínimo (0.2 V). El control de los parámetros de la medida, tratamiento de los datos y la representación del ciclo de histéresis es realizado por el programa escrito en el software LabVIEW [11, 12].

2.4. Medida de la dinámica de paredes de dominio

En esta sección, en lugar de enumerar todos los sistemas de caracterización estática, se pretende mostrar algunas modificaciones importantes realizadas a sistemas de inducción con el fin de medir características importantes de los microhilos magnéticos.

2.4.1. Propagación de paredes de dominio

Como se indicó en el capítulo introducción, los procesos de imanación en microhilos amorfos biestables de magnetización positiva (aleaciones ricas en % de Fe), se producen por la propagación de una única pared, dando lugar a un único y gran salto Barkhausen entre los estados de imanación remanente. Este efecto convierte a estos materiales excelentes para el estudio de propagación de paredes magnéticas.

La técnica empleada para estudiar la dinámica de paredes de dominio en microhilos está basada en el sistema clásico planteado por Sixtus y Tonks [17, 18], el cual se ha modificado y mejorado por diferentes autores con el fin de estudiar la dirección, punto de propagación y en algunos casos la forma de las paredes de dominio en diferentes circunstancias [19, 20, 21, 22,

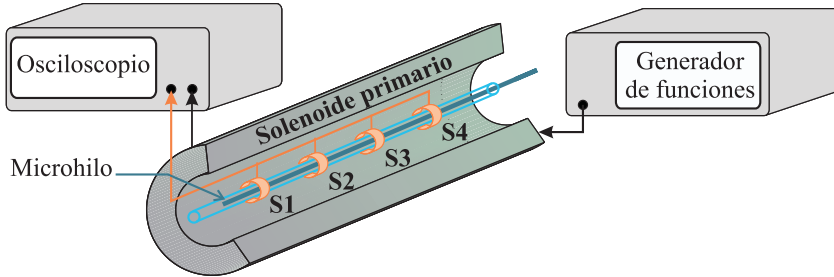


Figura 2.7: Sistema de medida de velocidad de propagación de paredes de dominio *SMA-1*, en donde S1, S2, S3 y S4 representan las bobinas secundarias.

23, 24]. Análogamente, es posible construir sistemas de medida basados en efecto Kerr [25], y una combinación de ambos sistemas [24] con similares resultados.

Durante el desarrollo del trabajo de investigación, se ha diseñado, construido e implementado tres sistemas de medida basados en el sistema clásico de Sixtus y Tonks, los cuales fueron modificados en longitud, número y posición de bobinas secundarias según las necesidades de cada experimento. En la figura 2.7 se observa un esquema del montaje experimental *SMA-1*, utilizado en los laboratorios del ICMC-CSC para medir la velocidad de propagación de paredes de dominio en hilos de 290 mm de longitud; tanto los otros dos sistemas de medida, como sus funciones serán descritos con más detalle en los siguientes apartados.

El sistema de medida está constituido por un solenoide primario y cuatro bobinas secundarias detectoras; el solenoide primario de 290 mm de longitud, tiene 3816 vueltas enrolladas sobre tubo de vidrio Pyrex de 9 mm de diámetro exterior, con hilo de Cu de 0.4 mm de diámetro. Las bobinas secundarias de 3 mm de longitud tienen 2000 vueltas, están enrolladas sobre un capilar de vidrio Pyrex de 1.1 mm de diámetro externo, con un hilo de cobre de 0.05 mm de diámetro.

El solenoide primario es alimentado por una onda cuadrada AC a la salida de un generador de funciones; las bobinas secundarias están separa-

das entre sí 50 mm, y se encuentran dispuestas por pares S1-S2 y S3-S4, simétricamente ubicados con respecto al centro del primario. Con el fin de minimizar la contribución del campo magnético terrestre en las medidas, el sistema se dispone perpendicularmente a él. El microhilo es introducido al interior del primario, donde el campo magnético constante H generado por el solenoide primario desengancha y propaga la pared de dominio a lo largo del microhilo. Al pasar dicha pared entre las bobinas secundarias se inducen diferencias de potencial o *f.e.m.* en cada una; estas *f.e.m.* son llevadas a un osciloscopio que registra el retraso en el tiempo al pasar la pared. La señal a la salida del solenoide primario también es conectada al osciloscopio, la cual es proporcional al campo magnético aplicado.

Se utilizan cuatro bobinas secundarias para determinar si solo se propaga una única pared de dominio, y conocer su dirección. El orden correcto de la *f.e.m.* inducidas en los secundarios es $S1 \rightarrow S2 \rightarrow S3 \rightarrow S4$, para una pared que se propaga desde el extremo del microhilo al interior del sistema (figura 2.7). La velocidad de propagación de una pared de dominio, se determina experimentalmente mediante la expresión:

$$v = x/\Delta t \quad (2.2)$$

donde x es la separación entre dos secundarias cualquiera y Δt es la diferencia de tiempo entre las *f.e.m.* inducidas. Se pueden considerar dos secundarios cualquiera para el cálculo de la velocidad de propagación, ya que la velocidad es constante bajo la acción de un campo magnético constante y uniforme [26].

El control de los parámetros de la medida, tratamiento de los datos y la representación de la velocidad de la pared es realizado por el programa escrito en el lenguaje de programación *Visual Basic*. Una característica muy importante de este programa, es que permite obtener la cantidad de medidas de $v(H)$ a campo contante que el usuario desee; Siendo este programa adecuado para el posterior tratamiento estadístico de los datos obtenidos.

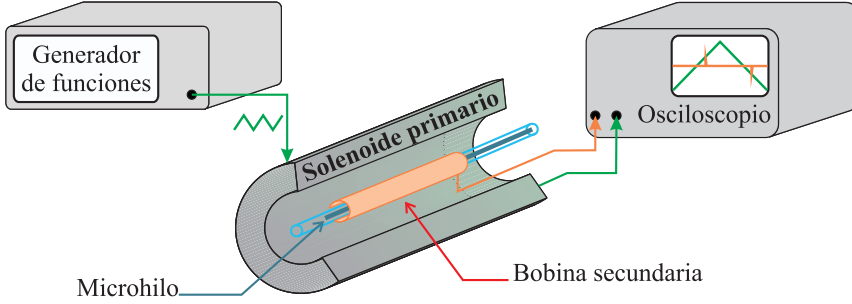


Figura 2.8: Sistema de medida del campo de desenganche H_{sw} , compuesto por un solenoide primario y una bobina secundaria.

2.4.2. Campo de desenganche H_{sw}

La peculiar estructura de dominios presente en microhilos magnéticos recubiertos de vidrio, especialmente la de composiciones con magnetostricción positiva, permite utilizar estos microhilos como elementos sensores [27, 28, 29, 30]. Su estructura se caracteriza por tener un gran dominio con imanación axial en el centro del núcleo metálico dispuesto a lo largo del hilo, rodeado por una estructura radial de dominios de cierre [31]. Adicionalmente, presenta dos dominios de cierre, cada uno en un extremo del microhilo reduciendo la energía magnetostática total [32, 33, 34].

Estos microhilos se caracterizan por su biestabilidad magnética, donde los procesos de imanación que ocurren entre $+M_S$ y $-M_S$ son debidos a un único gran salto Barkhausen cuando el campo externo aplicado es mayor o igual al campo de desenganche H_{sw} ; desplazando una pared de 180° a lo largo del hilo. El campo de desenganche está relacionado con el campo coercitivo y depende en gran medida de parámetros externos como: la temperatura, la tensión mecánica y campos magnéticos externos entre otros.

Para la medida del campo de desenganche, se utiliza un método de inducción sencillo [35, 36], el cual consiste de una bobina secundaria dispuesta

simétricamente y dentro de un solenoide primario. El microhilo se introduce de forma asimétrica dentro del secundario (figura 2.8), con el fin de desenganchar la pared de dominio sólo desde un extremo de la muestra, el cual está ubicado muy cerca del secundario para no tener retraso en la lectura del campo H_{sw} .

El solenoide primario, se alimenta por una onda triangular a la salida de un generador de funciones, donde el campo generado por el primario incrementa linealmente con el tiempo. Cuando el campo alcanza el valor del campo H_{sw} , se desengancha y propaga una pared de dominio a lo largo del hilo, que induce una *f.e.m.* en el secundario cuando lo atraviesa. Una vez se propaga la pared de dominio, el campo de desenganche se calcula teniendo en cuenta el valor máximo de la señal inducida en el secundario. Para eliminar el desplazamiento de H_{sw} debido a la contribución de campos externos parásitos, es necesario hacer la media del campo de desenganche cuando el campo aplicado es positivo (H_{sw}^+) y negativo (H_{sw}^-); donde el campo de desenganche esta dado por [30]:

$$H_{sw} = \frac{H_{sw}^+ - H_{sw}^-}{2} \quad (2.3)$$

2.4.3. Inyección y control de paredes de dominio

Los estudios más recientes respecto a la dinámica de paredes de dominio, están directamente relacionados con las aplicaciones tecnológicas de dispositivos magnéticos con dimensiones nanométricas (conformados por nanohilos y nanotiras) [37], en los que se propagan, desenganchan y/o inyectan paredes de domino [38], usadas en almacenamiento y lectura de información [39], así como en sistemas con dispositivos lógicos magnéticos [40, 41]. Los primeros trabajos de desenganche de paredes dominio realizados sobre microhilos cubiertos de vidrio, dieron como resultado el uso de bobinas locales nucleadoras o exitadoras [42, 43, 44] que permiten aplicar un campo intenso en uno de los extremos del hilo. Dicho campo permite desenganchar siempre una pared de dominio desde el extremo del microhilo, sin importar el campo proporcionado por el solenoide primario. Las siguientes investigaciones

en esta dirección, dieron como resultado la implementación de una bobina local dispuesta en el centro del sistema [45], que permite nuclear e inyectar dos paredes de dominio.

Con el propósito de estudiar la inyección y control del movimiento de paredes de dominio en microhilos recubiertos de vidrio con grandes longitudes, se desarrollaron dos sistemas de medida (*SMA-2* y *SMA-3*) en los laboratorios del ICM-SC durante este trabajo de investigación, con las siguientes características:

- Sistema *SMA-2*: Un solenoide primario de 390 mm de longitud, tiene 3816 vueltas enrolladas con alambre de cobre de 0.5 mm de diámetro; cuatro bobinas secundarias de 3 mm de longitud, con 2000 vueltas cada una y enrollados sobre un capilar de vidrio de 1.1 mm de diámetro, con hilo de cobre de 0.05 mm de diámetro. La bobina local de 4 mm de longitud y 111 vueltas está enrollada con un hilo de cobre de 0.4 mm de diámetro sobre el capilar. En cada par de bobinas secundarias (S1-S2) y (S3-S4), las separa una distancia de 50 ± 1 mm; dicha distancia es igual a la existente entre las bobinas local y S2 y/o local y S3.
- Sistema *SMA-3*: Un solenoide primario de 390 mm de longitud tiene 996 vueltas, y las cuatro bobinas secundarias de 3 mm de longitud, tienen 1500 vueltas cada una. Estas bobinas están enrolladas sobre un capilar de vidrio de 1.1 mm de diámetro, con hilo de cobre de 0.05 mm de diámetro. La bobina local de 4 mm de longitud y 87 vueltas, está enrollada con un hilo de cobre de 0.4 mm de diámetro sobre el capilar. En cada par de secundarias (S1-S2) y (S3-S4), las separa una distancia de 51 ± 0.5 mm; dicha distancia es igual a la existente entre las bobinas local y S2 y/o local y S3.

En ambos sistemas, la bobina local se encuentra ubicada en el centro del solenoide primario. Las bobinas secundarias, están dispuestas simétricamente por pares a cada lado de la bobina local como se ve en la figura 2.9. Cada secundaria es conectada individualmente a un canal del osciloscopio, que registra el instante de tiempo en que se inducen las *f.e.m.* al pasar las

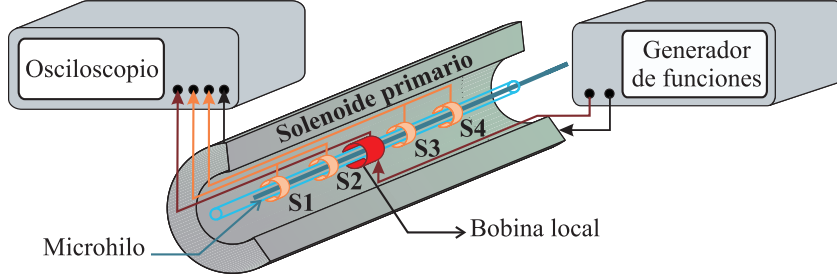


Figura 2.9: Sistema de inyección, control y medida de velocidad de propagación de paredes de dominio SMA-2.

paredes de dominio a través de estas; la velocidad de propagación para cada pared se calcula usando la ecuación (2.2).

El solenoide primario y la bobina local son alimentados por dos señales cuadradas AC a la salida de un generador de funciones de dos canales; el cual permite modificar la amplitud y la frecuencia de las señales por separado. El solenoide primario aplica un campo homogéneo H_{pr} a lo largo del hilo, favoreciendo la propagación de las paredes de dominio a campo constante. La bobina local se usa para aplicar un campo magnético H_{loc} más intenso en una pequeña región de la muestra, inyectando un dominio con imanación invertida, desde el cual se propagaran dos paredes de dominio, HH y TT (abreviaciones de "head to head" y "tail to tail") que se propagan en direcciones opuestas.

Estos sistemas también nos permiten medir la velocidad de propagación de una pared de dominio estándar, en microhilos con longitudes de 300 mm y 400 mm respectivamente. Estas paredes son desenganchadas y propagadas desde un extremo del microhilo hacia el extremo puesto en dirección $S1 \rightarrow S4$ (de izquierda a derecha en el figura 2.9), como se mostró en la sección 2.4.1 para el caso en que solo se aplica el campo H_{pr} aplicado por el solenoide primario. Además de la inyección de un dominio de imanación invertida debido a la acción del campo H_{loc} , la combinación de H_{loc} y un campo H_{pr}

de baja amplitud, nos permite propagar paredes en las direcciones S2→S1 y S3→S4, siempre que se cumpla que:

$$H_{pr} < H_{sw} \quad (2.4)$$

donde H_{sw} es el campo de desenganche (*switching*) o campo necesario para desenganchar una pared estándar desde un extremo de la muestra. El control de la dirección del movimiento de las paredes, se efectúa modificando la frecuencia de las señales aplicadas.

2.4.4. Medidas de imanación azimutal M_ϕ

Considerando un microhilo ferromagnético en el espacio de coordenadas cilíndricas (ρ, ϕ, z) , este puede ser imanado fácilmente en su componente axial M_z , y en menor medida en su componente azimutal M_ϕ ; mientras que para la componente M_ρ , el factor desimanador impide su imanación [46].

La componente axial de la imanación, se origina al aplicar un campo longitudinal H_z producido por un solenoide primario, en cuyo eje se encuentra el microhilo. Un bobina secundaria enrollada en un capilar de dimensiones similares a la muestra mide el flujo magnético en su sección transversal S . Por otro lado, la medida de la componente azimutal de la imanación debida a un campo longitudinal requiere usar la muestra como secundario. No discutiremos ahora la posibilidad de una componente azimutal de la imanación en un microhilo debido a un campo axial aplicado, ya que este tema lo abordaremos con detalle en el capítulo 5. En donde se estudia la componente de la imanación M_ϕ en función del campo axial, usando la diferencia de potencial que se induce en los extremos de la muestra al propagarse una pared de dominio.

Las medidas de velocidad de propagación de paredes magnéticas y *f.e.m.* inducida en los extremos de la muestra, fueron realizadas en el sistema inductivo *SMA-4* (5.4a) compuesto por cinco bobinas. Este sistema se ha utilizado en los laboratorios de la Universidad Pavol Jozef Šafárik en Košice (Eslovaquia) en colaboración con el Dr. R. Varga, y en los laboratorios del ICMM-CSIC.

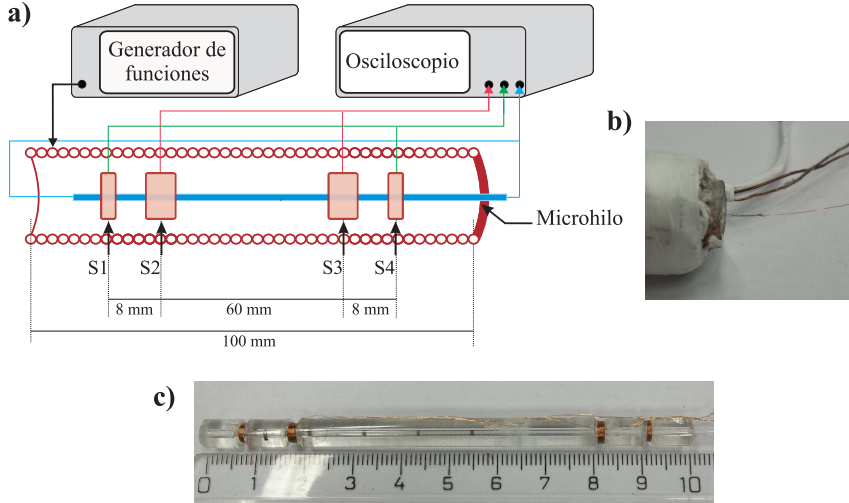


Figura 2.10: a) Sistema de medida SMA-4. b) Contacto eléctrico con pintura de plata entre el núcleo metálico de un extremo del microhilo y un hilo de cobre de 0.05 mm de diámetro. c) Dimensiones del sistema, los secundarios y las distancias entre estos.

En la figura 2.10a, se muestra el dispositivo para el cual se utiliza un solenoide primario y cuatro bobinas secundarias. El solenoide primario de 1200 vueltas, 100 mm de longitud y resistencia de 53.66Ω , es alimentado por una señal cuadrada a la salida de un generador de funciones y es conectado a un osciloscopio de cuatro canales para registrar la forma del campo. Las cuatro bobinas secundarias (S1, S2, S3, S4) están conectados al osciloscopio por pares (S1-S4) y (S2-S3) en serie-oposición. Las bobinas S2 y S3 de 650 vueltas y 2 mm de longitud están separadas entre sí 60 mm (figuras 2.10a y c), y son usadas para el cálculo de la velocidad de pared entre sus señales inducidas. Las bobinas S1 y S4 de 350 vueltas y 1.5 mm de longitud cada una, son las bobinas mas externas y junto con las dos anteriores, se usan para registrar el correcto orden de las señales inducidas (S1→S2→S3→S4) durante la propagación de una única pared de dominio.

Al tiempo que se mide la velocidad de propagación de paredes de dominio, también se registra en el osciloscopio el voltaje inducido entre los extremos del microhilo durante dicho evento como se muestra en la figura 2.11. Esto permite tener una información complementaria de la dinámica de la pared de dominio. Para registrar el voltaje inducido en el microhilo, es necesario hacer un contacto eléctrico entre la muestra y un hilo de cobre de 0.05 mm de diámetro, que lleva la señal a un canal del osciloscopio. Para tener un buen contacto eléctrico se retira el vidrio que rodea los extremos de la muestra, y el contacto es efectuado con una gota de pintura de plata [47] (figura 5.4b). Dependiendo del diámetro del microhilo, la *f.e.m.* se pasa por un amplificador antes de ser llevada al osciloscopio (los microhilos con diámetro de núcleo metálico inferior a 15 μm , tienen una señal muy baja y se hace necesario amplificarla), registrando la diferencia de potencial du-

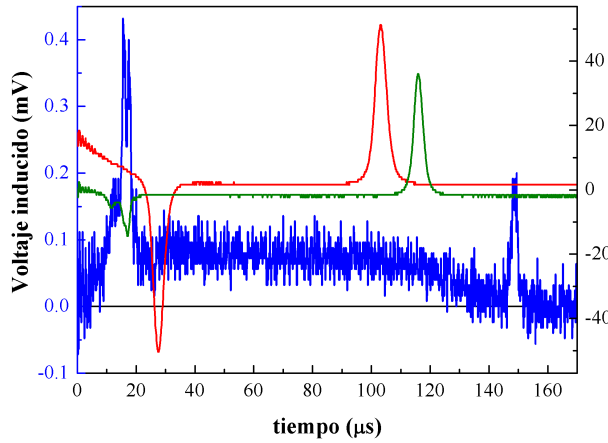


Figura 2.11: *f.e.m.* inducidas durante la propagación de una pared de dominio, entre los extremos del microhilo (en azul), en los secundarios S1-S4 (en verde), y S2-S3 (en rojo).

rante la propagación de paredes de dominio. Esta *f.e.m.* está directamente relacionada con la derivada temporal de la componente M_ϕ de la imanación.

2.4.5. Aplicación de torsión

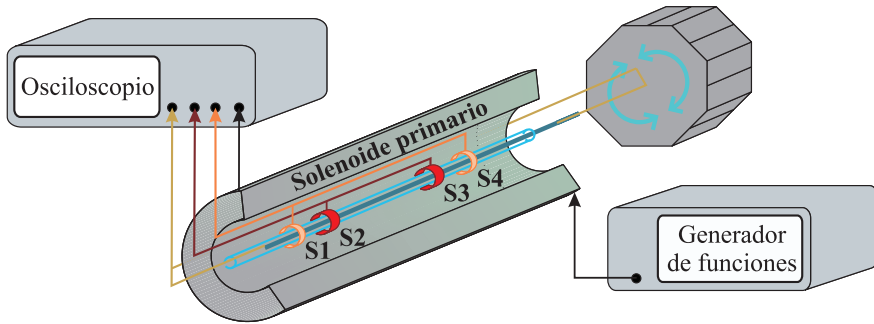


Figura 2.12: Sistema de medida *SMA-4*, modificado para medir la velocidad de propagación de paredes magnéticas y medida de imanación azimutal M_ϕ en función de la torsión aplicada.

Las medidas de velocidad de propagación de paredes magnéticas en una función de torsión aplicada, fueron realizadas en el sistema inductivo *SMA-4* igual al usado en el apartado 2.4.4. En la figura 2.12 se muestra el dispositivo compuesto por un solenoide primario, cuatro bobinas secundarias y un dispositivo de torsión.

El solenoide primario de 1200 vueltas y 100 mm de longitud es alimentado por una señal cuadrada a la salida de un generador de funciones; este al igual que los pares de secundarias (S1-S4) y (S2-S3), son conectados a un osciloscopio de cuatro canales. Nuevamente las bobinas S2 y S3 de 650 vueltas y 2 mm de longitud son usadas para el cálculo de la velocidad de pared entre sus señales inducidas.

Los hilos de cobre que contactan ambos extremos del microhilo, también son llevados al osciloscopio para el registro de la intensidad de la señal inducida que debe ser proporcional a la imanación azimutal en el microhilo.

El dispositivo de torsión, es un octógono que permite aplicar una torsión mecánica τ con un paso mínimo de 45° . En las medidas presentadas en este trabajo, se ha tomado como torsión positiva τ^+ , la aplicada en sentido del movimiento de las manecillas de reloj, y negativa τ^- la rotación en sentido contrario al movimiento de las manecillas de reloj como se muestra en la figura 2.13b.

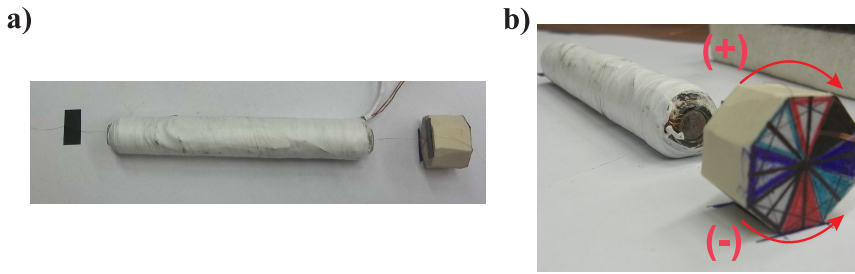


Figura 2.13: a) y b) Fotografías del sistema inductivo de cinco solenoides usado para medir la velocidad de propagación de paredes de dominio e imanación azimutal en función de la torsión aplicada. b) Notación de la dirección de la torsión τ .

Bibliografía

- [1] A. L. Greer. Metallic glasses. *Science*, 267:1947, 1995.
- [2] I. W. Donald. Production, properties and applications of microwire and related products. *J. Mater. Sci.*, 22:2661, 1987.
- [3] S. R. Elliott. *Physics of Amorphous Materials*. Willey, New York, 2nd edition, 1990.
- [4] V. S. Larin, A. V. Torcunov, A. Zhukov, J. Gonzales, M. Vazquez, and L. Panina. Preparation and properties of glass-coated microwires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 249:39, 2002.
- [5] Y. Y. Zhao, H. Li, H. Y. Hao, M. Li, Y. Zhang, and P. K. Liaw. Microwires fabricated by glass-coated melt spinning. *Rev. Sci. Instrum.*, 84:075102, 2013.
- [6] Horno de arco compacto MAM-1, Edmund Bühler (GmbH), 2015.
- [7] G. F. Taylor. A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses. *Physical Review*, 23, 1924.
- [8] H. Chiriac, T.-A. Óvári, Gh. Pop, and F. Barariu. Amorphous glass-covered magnetic wires for sensing applications. *Sens. Actuators, A*, 59:243, 1997.
- [9] A. Hubert and R. Shafer. *Magnetic Domains*. Springer Science, Verlag Berlin Heidelberg, 1970.
- [10] VSM LOT-Oriel EV7, 2010.
- [11] M. Butta, G. Infante, P. Ripka, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. M-H loop tracer based on digital signal processing for low frequency characterization of extremely thin magnetic wires. *Rev. Sci. Instrum.*, 80:083906, 2009.
- [12] G. Infante. *Propiedades magnéticas y de transporte de nuevos microhilos mono y bifásicos*. Tesis doctoral, Universidad Autonoma de Madrid, 2010.
- [13] J. A. Garcia and M. Rivas. A quasi-static magnetic hysteresis loop measurement system with drift correction. *IEEE Trans. Magn.*, 42:15, 2006.
- [14] E. Hristoforou, H. Chiriac, and V. Nagacevski. Fast discrete wavelet transform for B-H loop tracing. *Sens. Actuators, A*, 76:442, 1999.

- [15] M. Soto, S. Member, A. Martínez-de guerenú, K. Gurruchaga, and F. Arizti. A completely configurable digital system for simultaneous measurements of hysteresis loops and Barkhausen noise. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 58:1746, 2009.
- [16] DAQ National Instruments NI USB-6211, 2015.
- [17] K. J. Sixtus and L. Tonks. Propagation of large barkhausen discontinuities. *Phys. Revi.*, 37:930, 1931.
- [18] K. J. Sixtus and L. Tonks. Propagation of Large Barkhausen Discontinuities. II. *Phys. Revi.*, 42:419, 1932.
- [19] S. Puerta, D. Cortina, H. Garcia, and M. Vazquez. Propagation of domain walls in bistable amorphous wires and microwires. *J. Non-Cryst. Solids*, 287:370, 2001.
- [20] J. Hudak, J. Blazek, A. Cverha, P. Gonda, and R. Varga. Improved Sixtus-Tonks method for sensing the domain wall propagation direction. *Sens. Actuators, A*, 156:292, 2009.
- [21] H. Chiriac, M. Tibu, and T.-A. Óvári. Domain Wall Propagation in Nanocrystalline Glass-Coated Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 45:4286, 2009.
- [22] M. Vazquez, H. Chiriac, A. Zhukov, L. Panina, and T. Uchiyama. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies. *Phys. Status Solidi A*, 208:493, 2011.
- [23] S. Corodeanu, H. Chiriac, and T.-A. Óvári. Accurate measurement of domain wall velocity in amorphous microwires, submicron wires, and nanowires. *Rev. Sci. Instrum.*, 82:094701, 2011.
- [24] M. Tibu, M. Lostun, T.-A. Óvári, and H. Chiriac. Simultaneous magneto-optical Kerr effect and Sixtus-Tonks method for analyzing the shape of propagating domain walls in ultrathin magnetic wires. *Rev. Sci. Instrum.*, 83:064708, 2012.
- [25] A. Chizhik, R. Varga, A. Zhukov, J. González, and J. M. Blanco. Kerr-effect based Sixtus-Tonks experiment for measuring the single domain wall dynamics. *J. Appl. Phys.*, 103:07E707, 2008.
- [26] B. D. Cullity. *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley, 1972.
- [27] A. Hernando, A. Zhukov, M. Vazquez, V. Larin, A. V. Torcunov, and A. N. Antonenko. Método de codificación y marcado magnético de objetos., 1996.
- [28] R. Hudak, R. Varga, J. Hudak, D. Praslicka, I. Polacek, P. Klein, R. El Kammouni, and M. Vazquez. Influence of Fixation on Magnetic Properties of Glass-Coated Magnetic Microwires for Biomedical Applications. *IEEE Trans. Magn.*, 51:5200104, 2015.
- [29] R. Sabol, M. Rovnak, P. Klein, M. Vazquez, and R. Varga. Mechanical Stress Dependence of the Switching Field in Amorphous Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 51:2000304, 2015.

-
- [30] D. Praslicka, J. Blazek, M. Smelko, J. Hudak, A. Cverha, I. Mikita, R. Varga, and A. Zhukov. Possibilities of Measuring Stress and Health Monitoring in Materials Using Contact-Less Sensor Based on Magnetic Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 49:128, 2013.
- [31] N. N. Orlova, A. S. Aronin, S. I. Bozhko, Yu P. Kabanov, and V. S. Gornakov. Magnetic structure and magnetization process of the glass-coated Fe-based amorphous microwire. In *J. Appl. Phys.*, volume 111, page 073906, 2012.
- [32] K. Richter, R. Varga, and A. Zhukov. Influence of the magnetoelastic anisotropy on the domain wall dynamics in bistable amorphous wires. *J. Phys. Condens. Matter*, 24:296003, 2012.
- [33] M. Vazquez. Soft magnetic wires. In *Physica B*, volume 299, page 302, 2001.
- [34] J. Ye, R. P. Del Real, G. Infante, and M. Vazquez. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect. *J. Appl. Phys.*, 113:043904, 2013.
- [35] R. Varga, K. L. Garcia, A. Zhukov, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Temperature dependence of the switching field and its distribution function in Fe-based bistable microwires. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2620, 2003.
- [36] P. Klein, R. Varga, G. A. Badini-Confaloni, and M. Vazquez. Study of the Switching Field in Amorphous and Nanocrystalline FeCoMoB Microwire. *IEEE Trans. Magn.*, 46:357, 2010.
- [37] S. D. Bader and S. S. P. Parkin. Spintronics. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 1:71, 2010.
- [38] M. Hayashi, J. Ieda, Y. Yamane, J. Ohe, Y. K. Takahashi, S. Mitani, and S. Maekawa. Time-Domain Observation of the Spinmotive Force in Permalloy Nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 108:147202, 2012.
- [39] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320:190, 2008.
- [40] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309:1688, 2005.
- [41] G. Hrkac, J. Dean, and D. A. Allwood. Nanowire spintronics for storage class memories and logic. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 369:3214, 2011.
- [42] A. Zhukov. Domain wall propagation in a Fe-rich glass-coated amorphous microwire. *Appl. Phys. Lett.*, 78:3106, 2001.
- [43] R. Varga, Y. Kostyk, A. Zhukov, and M. Vazquez. Single domain wall dynamics in thin magnetic wires. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354:5101, 2008.
- [44] Y. Kostyk, R. Varga, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Domain wall propagation in adiabatic regime. *Physica B*, 403:386, 2008.

- [45] M. Vazquez, G. Basheed, G. Infante, and R. P. Del Real. Trapping and Injecting Single Domain Walls in Magnetic Wire by Local Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 108:037201, 2012.
- [46] J. M. Barandirán. *Estudio de una tecnica experimental para determinación del mecanismo preponderante de imanación en muestras filiformes*. Tesina de licenciatura, Universidad Complutense de Madrid, 1974.
- [47] C. Favieres, C. Aroca, M. C. Sanchez, and V. Madurga. Matteucci effect as exhibited by cylindrical CoP amorphous multilayers. *J. Appl. Phys.*, 87:1889, 2000.

Capítulo 3

Desplazamiento de una pared de dominio y su dinámica

Este capítulo, esta se encuentra dividido en dos partes; la primea se estudia el movimiento y la dinámica de una pared de dominio, haciendo hincapié en los regímenes de movimiento de la pared que presentan las curvas de $v(H)$; teniendo en cuenta la importancia de la velocidad de las paredes propagadas en microhilos de cara a ser usados en dispositivos sensores. Ademas se presenta un estudio de la fluctuación de la velocidad de propagación en los distintos regímenes de medidas. En la segunda parte, se estudia el efecto del recocido de los microhilos en las medicas de $v(H)$ y campo de desenganche de la pared.

3.1. Introducción

La propagación de paredes de dominio magnético en microhilos amorfos recubiertos de vidrio, es un tema de estudio en el que se ha incrementado su interés en los últimos años por diferentes autores [1, 2, 3, 4, 5]. De los resultados en los numerosos estudios de la dinámica de propagación de paredes de dominio en microhilos amorfos, se han determinado algunos aspectos únicos en las familias de elementos estudiadas; permitiendo obtener y relacionar la distribución de las estructuras magnéticas, con el valor de magnetostricción de las aleaciones: positiva, negativa o cercana a cero. Por lo tanto, las velocidades de la pared de dominio reportados en microhilos amorfos son muy altas, desde alrededor de 1000 hasta más de 2000 m/s [6], y en algunos casos, se han reportado velocidades extremadamente altas, como es el caso del trabajo desarrollado por Varga y colaboradores [7], en la cual se obtienen velocidades de 18.5 km/s. Estos valores de velocidad son generalmente más altos que los encontrados para nanohilos planos litografiados, los cuales son usados en experimentos de lógica de paredes de dominio, y necesitan valores de campo aplicado más altos que en el caso de los microhilos [8]. En el caso de la movilidad de pared para los microhilos, los valores son altos y dependen del tipo de estructura magnética y el tamaño de la región cercana a la superficie del núcleo metálico.

A lo largo de este capítulo se presentará además de los modelos de dinámica de pared dominio, la importancia de la relajación estructural en la estructura amorfa en el amortiguamiento de la pared de dominio para microhilos biestables. También se muestra una propuesta para medir la dinámica de una pared de dominio a bajo campo, consistiendo en la modificación de la forma del campo aplicado por el solenoide primario, desenganchando el dominio de cierre y propagándolo a un campo constante más bajo, sin necesidad de usar un solenoide nucleador. Del mismo modo, se verá como los tratamientos térmicos afectan el comportamiento de la pared de dominio, estabilizando la estructura amorfa y formando nanocristales distribuidos en una estructura amorfa.

En el desarrollo de este capítulo se han empleado microhilos amorfos biestables con alta relación de aspecto, los cuales presentan diámetros mi-

crométricos (decenas de micrómetros) y una o varias decenas de centímetros de longitud, según las dimensiones de los sistemas de medida empleados en su caracterización magnética; cuyas composiciones nominales y dimensiones son:

- $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$ con diámetro del núcleo metálico de 22 μm , recubierto por 2,5 μm de Pyrex y con una longitud de 500 mm.
- $Fe_{79}Si_{10}B_8C_3$ con diámetro del núcleo metálico de 20,2 μm , recubierto por 5 μm de Pyrex y con una longitud de 300 mm.
- $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$ con diámetro del núcleo metálico de 7,5 μm , recubierto por 5,6 μm de Pyrex y con una longitud de 100 mm.

Antes de presentar y analizar los resultados experimentales, se mostrará una breve descripción de los modelos descritos para la dinámica de una pared de dominio en microhilos.

3.2. Ecuación de movimiento de paredes de dominio magnético

El cambio en la dirección de la imanación de una muestra puede producirse mediante el movimiento de una pared de dominio y/o rotación de la imanación; en nuestro caso, en gran parte del desarrollo de la tesis, el cambio de imanación se tratará desde el punto de vista del movimiento de paredes de dominio a lo largo del eje del microhilo; solo en el capítulo 5 se estudiará la rotación de la imanación.

Teniendo en cuenta la estructura de dominios para un microhilo biestable con imanación axial (figura 1.3), se propaga una única pared de dominio de 180° , dicha pared separa dos regiones en la muestra con imanación $+M_s$ y $-M_s$ respectivamente. Si se aplica sobre la pared una fuerza externa, esta se desplazará y la expresión que describe su movimiento en un medio viscoso, se puede describir de forma similar al movimiento de un oscilador armónico amortiguado y forzado de la forma [9, 10]:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2\mu_0 M_s H \quad (3.1)$$

donde m es la masa efectiva de la pared, β es el coeficiente de amortiguamiento o frenado característico de un medio viscoso que representa la resistencia al avance de la pared, α es el coeficiente de recuperación elástica, x es la posición de la pared, μ_0 es la permeabilidad en el vacío, M_s es la imanación de saturación y H es el campo magnético aplicado. Si el vector de H es paralelo al vector imanación M_s , la fuerza por unidad de área o presión que ejerce el campo magnético H para mover la pared está determinada por el término $2\mu_0 M_s H$ [9, 3]. Si H es homogéneo durante la propagación de la pared y esta se mueve con velocidad constante, entonces el primer término de la ecuación (3.1) se hace cero ($d^2x/dt^2 \rightarrow 0$), quedando expresado como:

$$\beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2\mu_0 M_s H \quad (3.2)$$

De esta forma, en la expresión (3.2) el segundo término representa la fuerza debida a imperfecciones o defectos distribuidos de forma aleatoria a lo largo de la muestra, α está relacionado con la mínima energía potencial en el que se encuentra la pared; el valor de este en conjunto con parámetros de la muestra determinan el campo coercitivo (H_c), el cual es el mínimo campo aplicado necesario para propagar una pared de dominio. De (3.2) se obtiene la expresión para la velocidad de propagación de pared, quedando determinada por:

$$v = \frac{2\mu_0 M_s}{\beta} (H - H_0) \quad (3.3)$$

donde H_0 es el campo critico de propagación de pared, el cual es similar en su definición al campo coercitivo.

Por otro lado

$$S = \frac{2\mu_0 M_s}{\beta} \quad (3.4)$$

donde el parámetro S es conocido como el coeficiente de movilidad de la pared, y es inversamente proporcional al coeficiente de amortiguamiento de la pared β . Sustituyendo la ecuación (3.4) en (3.3), tenemos la expresión típica que se encuentra en los libros de magnetismo para definir la velocidad de la pared magnética [9, 11]:

$$v = S(H - H_0) \quad (3.5)$$

3.3. Propagación de una pared de dominio

La propagación de paredes de dominio es el mecanismo fundamental, a través del cual se invierte la imanación en microhilos amorfos recubiertos de vidrio, al igual que otros sistemas amorfos preparados mediante técnicas de enfriamiento ultrarrápido. Por otro lado, el desplazamiento de paredes de dominio es uno de los principios de gran utilidad en aplicaciones en microhilos. Como se mencionó en la sección 3.1, el proceso ocurre mediante nucleación, desenganche y posterior propagación de una pared de dominio bajo la presencia de un campo magnético aplicado uniforme.

La situación más frecuente de propagación de paredes de dominio, ocurre cuando la intensidad del campo aplicado alcanza un valor crítico de desenganche de la pared, para el cual el campo de propagación mueve la pared, a lo largo del hilo hasta alcanzar el extremo opuesto. En el desplazamiento de paredes de dominio se definen dos parámetros característicos, el primero la velocidad de la pared de dominio (v), y el segundo su movilidad (S). Los mecanismos y procesos de estos parámetros serán descritos con mayor detalle en las siguientes secciones.

3.3.1. Régimen viscoso

La propagación de una pared de dominio en régimen viscoso bajo campo aplicado H creciente, da lugar a un incremento lineal de la velocidad $v(H)$, siendo la movilidad de la pared S constante durante todo el rango de campo magnético aplicado. Este comportamiento lineal corresponde con el desarrollo presentado para la dinámica de pared en la sección 3.2, el cual

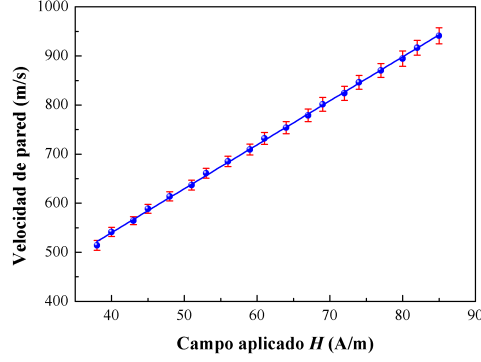


Figura 3.1: Velocidad de propagación para un microhilo de $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$.

es un caso simplificado solo aceptado dentro de un determinado rango de campo. Este comportamiento viscoso del movimiento de paredes se puede observar en microhilos recubiertos de vidrio [3, 12, 13], y en diferentes estructuras metálicas como lo son whisker, microhilos sin recubrimiento de vidrio y diversas nanoestructuras [11, 14, 15, 16, 17].

En la figura 3.1 se muestra un ejemplo de la velocidad de propagación de una pared en régimen viscoso, para un microhilo de composición nominal $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$; estas medidas se efectuaron en el sistema *SMA-3*, tomando 1000 medidas por cada valor de campo aplicado.

3.3.2. Régimen adiabático

La dinámica de paredes de dominio no siempre tiene una dependencia lineal de $v(H)$, y algunos resultados experimentales realizados en microhilos [3, 18, 19, 20] y monocristales de itrio ortoferrita ($YFeO_3$) [21], muestran una dinámica de pared inusual al sugerir valores negativos para el campo crítico de propagación H_0 ; dichos valores se obtienen al prolongar el comportamiento lineal de la velocidad de pared $v(H)$ hasta el corte con el eje

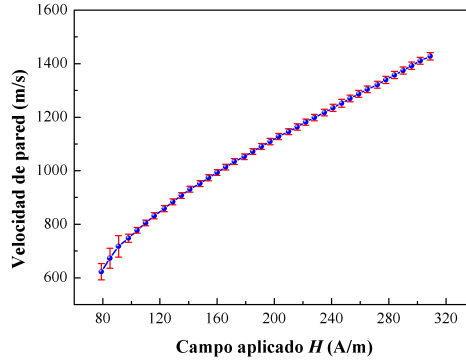


Figura 3.2: Velocidad de propagación para un microhilo de $Fe_{79}Si_{10}B_8C_3$.

de velocidades a campo cero. Estos valores se interpretan como la posibilidad de desplazar la pared en ausencia de campo, haciendo necesaria una reinterpretación y un estudio acerca de su dinámica de paredes en campos inferiores a H_0 , para los cuales las condiciones de movimiento cambian al disminuir el campo aplicado; para esto, algunos autores han optado por una forma complementaria de medir la velocidad de propagación a la también propuesta por Sixtus y Tonks [11]; en la cual se añade un solenoide de nucleación en un extremo del hilo, forzando así localmente el desenganche de la pared [21, 22, 23, 24], para el cual se cumple que:

$$H_n \geq H_0 > H_{pr} \quad (3.6)$$

donde H_n es el campo proporcionado por el solenoide nucleador en el extremo del hilo y H_{pr} es el producido por el solenoide primario, el cual mueve la pared a lo largo del hilo.

Sin embargo, debido a la distribución de tensiones, no siempre se hace necesario emplear un solenoide nucleador para medir la velocidad de propagación en el régimen adiabático [25, 26]. En la figura 3.2, se puede observar la medida de $v(H)$ para un microhilo de composición $Fe_{79}Si_{10}B_8C_3$ medido en el sistema *SMA-1*. Esta dinámica de propagación, corresponde a una pa-

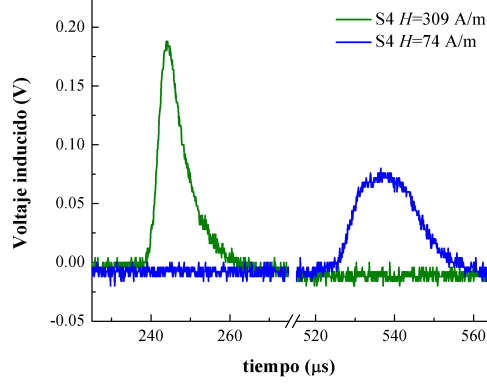


Figura 3.3: *f.e.m.* inducidas en la bobina S4 al cruzar una pared, correspondientes a dos valores de campo magnético aplicado en la figura 3.2. La señal en color verde, corresponde a una pared que se desplaza en un régimen viscoso. La señal en color azul, corresponde a una pared que se mueve en un régimen adiabático.

red de dominio que se propaga en el régimen adiabático en valores de campo magnético aplicado inferiores a 100 A/m. El movimiento de la pared a bajo campo, se puede explicar como un movimiento interrumpido, debido a que la distribución aleatoria de defectos a lo largo del microhilo hacen de estos, puntos de anclaje que frenan parcialmente la propagación de la pared [27, 28] y cambian su forma [29]; este cambio es posible observarlo en las *f.e.m.* inducidas en los solenoides secundarios [22], como se muestra en la figura 3.3.

Como se mencionó anteriormente, la dinámica de paredes de dominio a bajo campo es más compleja que la presentada en el régimen viscoso (ecuación 3.5), y la ecuación que describe la dinámica de pared puede ser descrita por [10, 24]:

$$v = S^*(H - H_0^*)^\eta \quad (3.7)$$

donde S^* es la movilidad efectiva, H_0^* es el campo coercitivo dinámico y η

es el exponente de potencia.

3.4. Fluctuación en la velocidad de propagación

La medida de los diferentes valores de velocidad de propagación obtenidos para un campo constante, nos permite determinar de forma estadística los valores más probables de $v(H)$ a los que se desplaza la pared. Esta fluctuación es un dato muy importante en la caracterización de microhilos, si son usados en la medición de la velocidad de pared; o como una aplicación directa, en dispositivos sensores de campo magnético según la curva característica de $v(H)$.

Para el estudio de la fluctuación de la $v(H)$, es necesario tomar una gran cantidad de medidas en cada valor de campo magnético aplicado; en las figuras 3.1 y 3.2, se ha usado un programa escrito en el lenguaje *Visual Basic*, que nos permite recolectar cuantas medidas se deseen por campo aplicado (como se menciona en la sección 2.4.1 del capítulo 2). Para estas figuras en particular, se tomaron 1000 medidas de la velocidad en cada valor de campo H_{pr} .

Las fluctuaciones de velocidad mostradas en las figuras 3.4a y b, correspondiente a una pared que se propaga en los dos regímenes ($H_{pr} = 79$ A/m para el régimen adiabático y $H_{pr} = 309$ A/m para el régimen viscoso en la figura 3.2). Estas fluctuaciones, se representan mediante gráficos de barras, del número de veces que se repite un valor de velocidad para un campo H_{pr} fijo. Para cada gráfico en las figuras 3.4a y b, se ha tomado 5 m/s como espesor de la barra.

El número de cuentas, corresponde a la totalidad de las medidas de $v(H)$, siendo su suma igual a 1000. Debido a la la variación de $v(H)$, la fluctuación de la velocidad se ha ajustado a una distribución normal (línea roja figuras 3.4a y b), de la cual se obtiene la media o valor más probable x_0 , y su desviación estándar σ .

En la figura 3.5a, se muestra la desviación estándar para cada valor de $v(H)$ tomado en la figura 3.2. En esta figura, se resalta la elevada σ , presentada entre los valores de campo aplicado de 79 a 91 A/m. Para estos

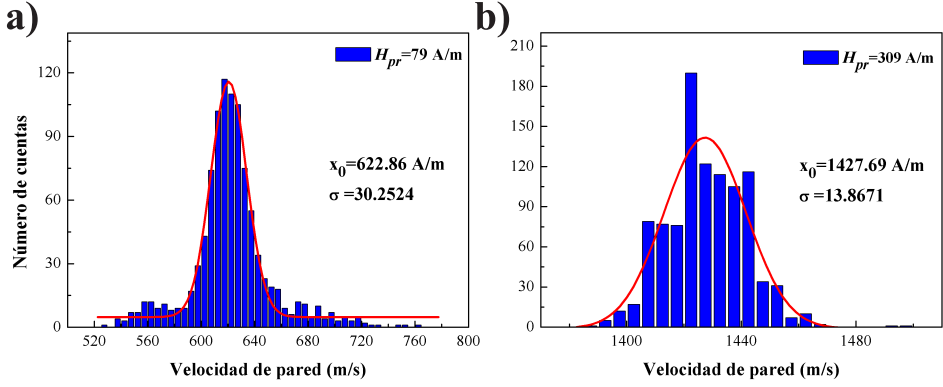


Figura 3.4: Histogramas y ajuste gaussiano para la fluctuación de la velocidad de pared, correspondiente con la figura 3.2, para los valores de campo de propagación: a) $H_{pr} = 79$ A/m y b) $H_{pr} = 309$ A/m.

valores de campo, σ aumenta de 30,25 a 40,11 m/s. En estos valores de σ , se hace evidente el movimiento intermitente de la pared, provocado por el anclaje parcial de la pared en los defectos distribuidos aleatoriamente [22], aumentando la variación de la velocidad de propagación de la pared [28, 29].

Por otro lado, para valores de campo superiores a 91 A/m, la desviación estándar de la velocidad se reduce considerablemente, y aunque fluctúa, σ se mantiene entre 10 y 14 m/s. También se hace evidente un aumento de σ para campos superiores a 180 A/m, en donde el valor máximo de la desviación estándar no sobrepasa los 15 m/s (recuadro figura 3.5a). Esta baja fluctuación en la parte lineal de $v(H)$ (figura 3.2), coincide con la presentada para una pared que se propaga en un medio viscoso (figura 3.1).

De manera análoga que para la figura 3.2, en la figura 3.5b y c, se muestra la desviación estándar σ para dos curvas de $v(H)$ estudiadas a lo largo de este trabajo. La primera corresponde a la desviación de la velocidad registrada en el régimen viscoso de la figura 3.1; en la cual se muestra un aumento gradual en la σ , similar al presentado en la parte lineal de la figura

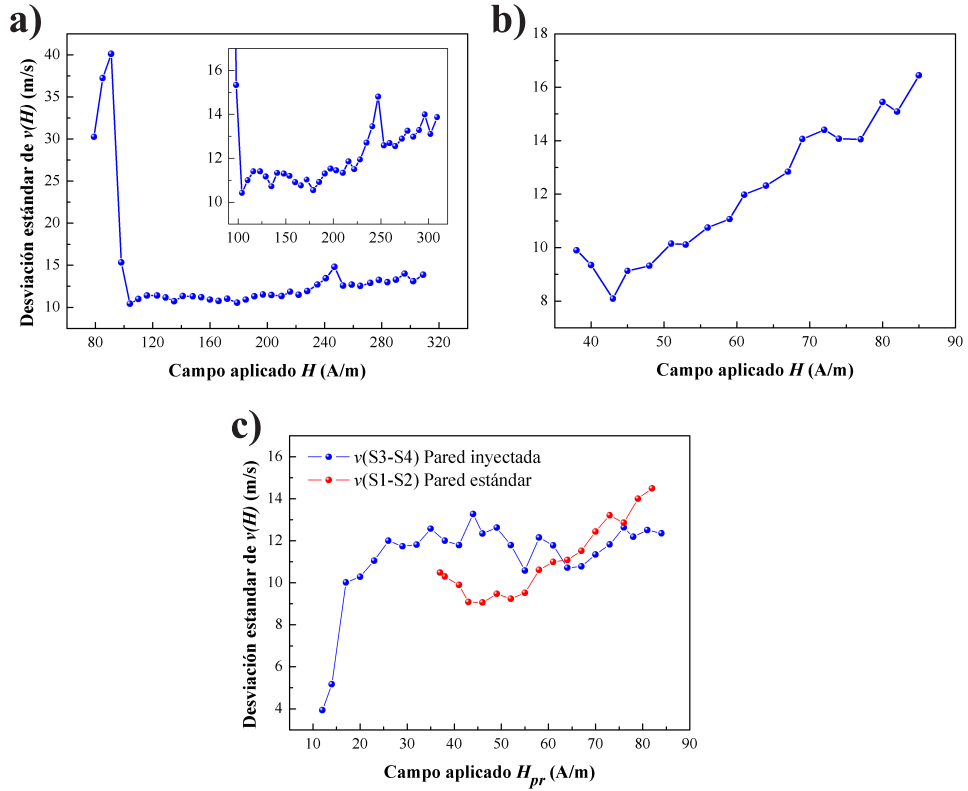


Figura 3.5: Desviación estándar del valor medio de la velocidad de propagación como función del campo magnético aplicado para: a) Pared que se propaga en medio adiabático (figura 3.2) b) Pared que se propaga en medio viscoso (figura 3.1). c) Pared propagada desde un extremo del microhilo (rojo) y pared inyectada en el centro del microhilo (azul), perteneciente a la curva de $v(H)$ en la figura 4.5b.

3.5a.

La segunda corresponde a la velocidad de dos paredes diferentes, las cuales se trataran con más detalle en el capítulo 4 y son: i) Una pared estándar, que es propagada desde un extremo del microhilo hasta el extremo opuesto. En la cual, la tendencia de la desviación de la velocidad, aumenta gradualmente con el campo magnético aplicado (puntos rojos figura 3.5c). ii) Una pared inyectada en el centro del microhilo, y propagada hacia uno de los extremos; su desviación en particular parece estabilizarse con el tiempo (puntos azules figura 3.5c).

Los resultados de la desviación estándar presentados en las figuras 3.5a, b y c, parecen indicar que las paredes desenganchadas desde los extremos de los microhilos (paredes estándar), presentan una gran inestabilidad en las regiones de campo magnético cercanas al campo de desenganche, que posteriormente se reduce. Esto se puede explicar, si se considera que el dominio de cierre es en los extremos del hilo, es grande y requiere un gran aumento de energía antes de ordenar los espines y desengancharse hasta estabilizarse [30]. Sin embargo al aumentar el campo magnético aplicado, la fluctuación aunque es baja también aumenta; esto puede ser explicado como producto de la cada vez mayor energía proporcionada para su movimiento, y no todas las paredes propagadas son frenadas parcialmente por los defectos locales.

Debido a la inestabilidad mostrada del movimiento de las paredes de dominio en esta sección, en las siguientes secciones se presentan resultados experimentales que estabilizan la dinámica de las paredes de dominio.

3.5. Influencia del tratamiento térmico en la dinámica de paredes

Como resultado de la fabricación de los microhilos amorfos mediante la técnica de enfriamiento ultrarrápido y posterior estiramiento, se introducen grandes tensiones en el núcleo metálico, las cuales se deben a la gran diferencia en los valores de los coeficientes de expansión térmico entre el núcleo metálico y el recubrimiento de vidrio, induciendo una intensa aniso-

tropía magnetoelástica en el núcleo metálico e influyendo fuertemente en la dinámica de las paredes de dominio.

Estas tensiones se pueden reducir sometiendo las muestras a un tratamiento térmico adecuado [31, 32], ya que el recocido de las aleaciones a una temperatura por encima de la temperatura de Curie o por debajo de la temperatura de Cristalización, da lugar a un cambio de volumen atómico medio o relajación estructural, y disminución de la densidad de defectos [31, 33]; además, también inducen cambios en el volumen magnético de la estructura de dominios del microhilo [34], cambiando la biestabilidad de la muestra a medida que se relaja estructuralmente, como se muestra en la figura 3.6, para los ciclos de hitéresis de una muestra biestable de $FeSiB$ sin tratar y tratada térmicamente a 300 °C por una hora.

Estos cambios en las propiedades intrínsecas del material inducen variaciones estructurales irreversibles, que dan lugar a un incremento considerable en la velocidad de propagación de la pared de dominio [32, 35]. En la siguientes parte de este capítulo, se muestra la determinación de la temperatura de tratamiento, en microhilos biestables de $FeMoBCu$, en los cuales

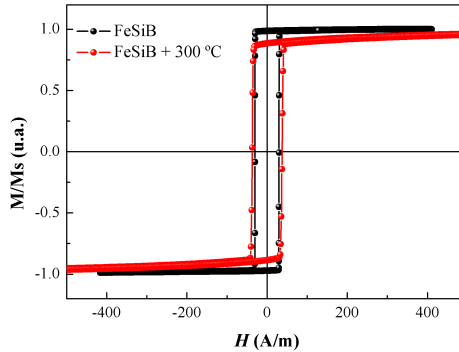


Figura 3.6: Influencia del tratamiento térmico en los ciclos de histéresis para: a) Un microhilo de $FeSiB$ sin tratamiento térmico. b) Un microhilo de $FeSiB$ tratado térmicamente a 300 °C.

se presentan los resultados pertenecientes a la influencia del tratamiento térmico en velocidad de propagación y campo de desenganche.

3.5.1. Determinación del tratamiento térmico adecuado para el recocido de los microhilos

El proceso de estabilización térmica, fue presentado en 1988 y consiste en tener materiales magnéticos blandos con nanocristales distribuidos aleatoriamente en una matriz amorfa, los cuales presentan diámetros inferiores a la longitud de canje (del orden de 10 nm) [36, 37, 38]; recociendo las muestras a temperatura cercana a la de cristalización.

Para definir la temperatura de recocido, fue necesario medir en primer lugar, la dependencia de la imanación de saturación en función de la temperatura. En la figura 3.7 se observa la medida de M_S en función de la temperatura, con un campo aplicado de saturación de 1 T; para un microhilo de 150 mm de longitud. Realizada en un magnetómetro *SQUID* de la compañía Quantum Design; en los laboratorios de la Universidad Pavol Jozef Šafárik en Košice (Eslovaquia) en colaboración con el Dr. R. Varga.

El comportamiento observado en la dependencia térmica de la imanación de saturación en la figura 3.7, es típico de un material amorfo ferromagnético, para el cual se identifican claramente las temperaturas de Curie T_C y de cristalización T_X . La temperatura T_C , se determina cuando por efecto de la temperatura los espines se desordenan, donde el microhilo pasa de ferromagnético a paramagnético, y su imanación de saturación se hace cercana a cero, teniendo un valor $T_C = 128$ °C. La temperatura T_X , se determina cuando por efectos térmicos, los espines se ordenan nuevamente en una dirección preferencial, que para estos microhilos tiene un valor $T_X = 468$ °C. Estos valores son similares a los reportados para microhilos amorfos con composiciones similares [39, 40].

En esta sección se presentan los resultados obtenidos para las velocidades de propagación de paredes de dominio y campo de desenganche en microhilos de composición $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$, sin tratar y tratados térmicamente a una temperatura superior a la de Curie y cercana a la de cristalización. Por otro lado, en el capítulo 5 se trata con más detalle la influencia del

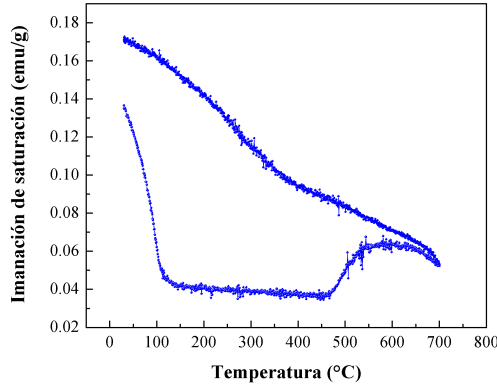


Figura 3.7: Imanación de saturación en función de la temperatura para un microhilo de composición nominal $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$.

tratamiento térmico en el tipo de pared y cambio en su velocidad de propagación, para microhilos biestables de composición $FeSiB$ recocidos a una temperatura inferior de la de Curie.

3.5.2. Velocidad de propagación de paredes de dominio en función de la temperatura de medida

Las altas velocidades de pared de dominio en algunos materiales magnéticos, tienen generalmente como consecuencia una baja estabilidad de la dinámica de las paredes de dominio. Esto se debe a que las paredes con movilidad alta, presentan una anisotropía baja. Por este motivo pequeñas variaciones en la anisotropía, conllevan a grandes variaciones en la movilidad y velocidad de la pared [41, 42].

Dicho de otro modo, los microhilos amorfos recubiertos de vidrio que tienen baja anisotropía, presentan altas velocidades de pared de dominio; sin embargo, la dinámica de paredes suele estabilizarse con el tiempo [3, 12]. Algunos materiales cristalinos presentan una excelente estabilidad de la movilidad de la pared de dominio, pero su movilidad es baja [10].

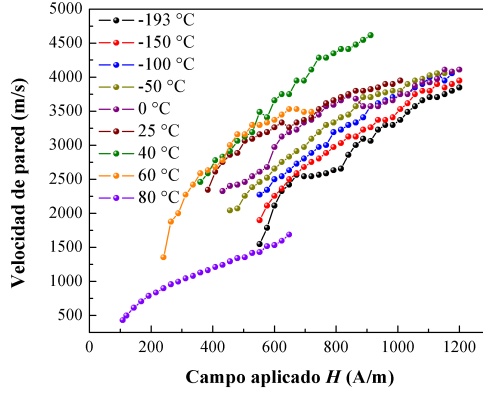


Figura 3.8: Velocidad de propagación de pared de dominio en función del campo magnético aplicado, y como variable las temperaturas de medida; para un microhilo de composición $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$.

En la figura 3.8 se muestran los valores $v(H)$ para las diferentes temperaturas de medida, que van desde -193 °C hasta 80 °C ; para temperaturas por encima de estas, el microhilo pierde totalmente su biestabilidad, por lo tanto no es posible registrar alguna la velocidad de pared. Las paredes de dominio presentan velocidades altas y estabilidad térmica baja; similar a los resultados obtenidos por el profesor Varga y colaboradores, en microhilos de $FeCoMoB$ y $FeNiMoB$ tratados térmicamente [43].

Al aumentar la temperatura de medida de $v(H)$ (figura 3.8), se reduce la densidad de defectos y se presenta un incremento en la movilidad de la pared. Por otro lado, para la velocidad de pared de dominio registrada a una temperatura de 80 °C la dinámica cambia, presentando una estabilidad alta y una reducción de S y $v(H)$ respecto a las demás curvas.

Una vez obtenido el comportamiento de $M_S(T)$ (figura 3.7), se eligió una temperatura de recocido adecuada para la cual es posible obtener nanocristales de $\alpha\text{-Fe}$ en una matriz amorfa [40, 44, 45]; para la cual el cobre en la aleación facilita la aparición de un número de centros de nucleación

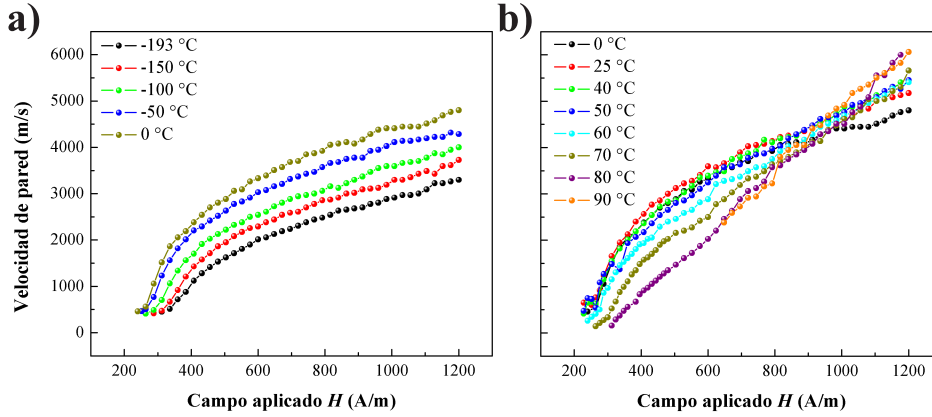


Figura 3.9: a) y b) Velocidad de propagación de paredes de dominio en función del campo magnético aplicado, y como variable las temperaturas de medida; para un microhilo de composición nominal $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$ tratado térmicamente a 480 °C durante una hora.

de cristales [44, 46]. En nuestro caso se eligió una temperatura de recocido de 480 °C, a la cual fueron tratados los microhilos durante una hora bajo una atmósfera de helio.

En la figura 3.9 se muestran las velocidades de propagación de pared en función del campo aplicado para un rango de temperaturas entre -193 °C y 90 °C, las cuales muestran una gran estabilidad térmica y alta velocidad de propagación, la cual incrementa con el aumento de temperatura debido a la distribución nanocristales en una matriz amorfa [47]; a medida que la temperatura de medida se acerca a la de Curie, el campo de desenganche aumenta y $v(H)$ muestra un comportamiento lineal con el campo aplicado H para $T = 80$ °C y 90 °C. Para 90 °C se pierde estabilidad térmica y la propagación de la pared se retrasa hasta 648 A/m, debido a la transición del estado ferromagnético al paramagnético de la matriz amorfa.

3.5.3. Efecto del Tratamiento térmico en el Campo de desenganche H_{sw} a diferentes frecuencias

En microhilos de magnetostricción positiva, la estructura de dominio, los permite estudiar el campo de desenganche de una pared de dominio o campo H_{sw} . El campo H_{sw} , depende de parámetros externos como la temperatura y tensiones mecánicas entre otros. La medida del campo H_{sw} , se realiza cuando bajo la acción de un campo aplicado H , la imanación en la muestra cambia de estado $\pm M_S$; el cambio en la imanación de un microhilo biestable, aparece cuando una pared de 180° se mueve a lo largo del hilo, y su ciclo de histéresis muestra un gran salto Barkhausen entre los dos estados de M_S [1, 48]. De esta forma, el campo de desenganche, se define como el campo aplicado necesario para cambiar la imanación en un microhilo, o el campo necesario para propagar una pared de dominio desde el extremo del hilo.

En las medidas del campo de desenganche, se usaron microhilos de composición $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$, con similares dimensiones a los presentados en la sección 3.5, en los cuales se ha estudiado la dependencia del campo H_{sw} en función de la temperatura, para diferentes frecuencias de medida. Las medidas de H_{sw} se hicieron para un rango de temperatura desde 20 hasta 90 °C con una rata de 5 °C por punto.

Debido a la inclusión de molibdeno, se disminuye la temperatura de Curie [40] en una aleación rica en porcentaje de Hierro, para las cuales su temperatura de Curie es cercana a 400 °C [49]. En la figura 3.10, se observa un desplazamiento del campo de desenganche hacia valores mayores, en función del aumento de la frecuencia de medida. Este aumento se puede explicar considerando que H_{sw} es la suma de dos contribuciones que a su vez tienen diferentes dependencias con la temperatura [50, 51]:

$$H_{sw} = H_{sw}^\sigma + H_{sw}^r \quad (3.8)$$

donde H_{sw}^σ es la contribución magnetoelástica y H_{sw}^r debida a la relajación estructural. La primera es producto de las tensiones introducidas durante el enfriamiento rápido de la muestra, y los diferentes coeficientes de expansión térmica entre el núcleo metálico y el recubrimiento de vidrio. La segunda

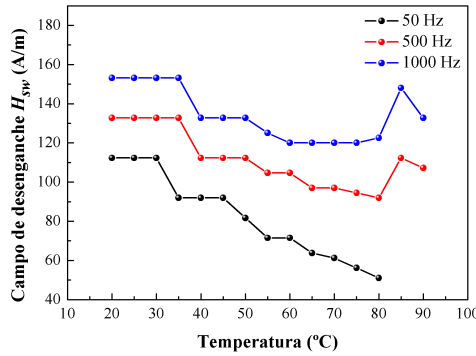


Figura 3.10: Medida del campo de desenganche de paredes de dominio en función de la temperatura, y como variable las diferentes frecuencias de medida en un microhilo de $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$.

es descrita en términos del *after-effect* magnético [52, 53], consecuencia del carácter metaestable de la estructura amorfa, y esta asociada a diferentes efectos de relajación en microhilos recubiertos de vidrio [3, 51, 54, 55].

Por otro lado, análogamente a los resultados de $v(H)$ mostrados anteriormente, para temperaturas de medida superiores a 90 °C, las muestras pasan a ser paramagnéticas, y no se presenta desenganche de paredes de dominio.

Teniendo en cuenta la estabilización y los grandes cambios observados en las curvas de $v(H)$, obtenidos en microhilos tratados térmicamente en la sección 3.5, se ha realizado medidas de campo de desenganche en función de la temperatura, los cuales fueron recocidos a 460 °C y 480 °C durante una hora en una atmósfera protectora de helio.

Como resultado del tratamiento térmico se reducen tensiones y se obtiene una estructura amorfa homogénea, mediante el recocido de la muestra a 460 °C y 480 °C, próximas a la de cristalización, se forman nanocristales dentro de la matriz amorfa. Como resultado de esta transformación estructural, el campo H_{sw} aumenta dramáticamente al incrementar la temperatura de

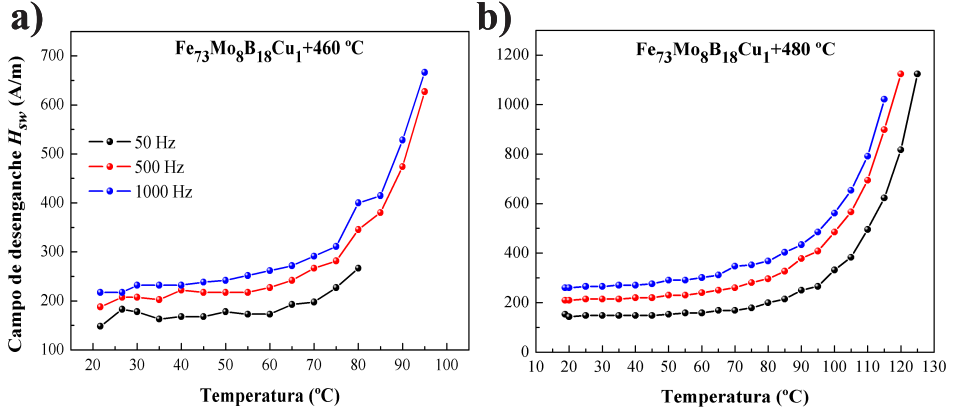


Figura 3.11: Medida del campo de desenganche de paredes de dominio en función de la temperatura, y como variable las frecuencias de medida; en microhilos de composición $Fe_{73}Mo_8B_{18}Cu_1$, tratados térmicamente durante una hora en atmósfera de helio a: a) 460 $^{\circ}C$. b) 480 $^{\circ}C$.

medida, para todas las frecuencias como se aprecia en las figuras 3.11a y b.

En las figuras 3.11a y b, la diferencia existente entre los valores de campo H_{sw} , se debe al aumento del tamaño de los granos nanocristalinos en la muestra tratada a 480 $^{\circ}C$. Por otro lado, en ambos casos se tiene mayor intensidad del campo de desenganche y pérdida de la biestabilidad magnética cuando se mide a temperaturas cercanas a la de Curie. Dicha intensidad del campo H_{sw} , presenta una disminución para temperaturas de tratamiento superiores a la de cristalización; debido a la disminución de la longitud de intercambio entre los granos nanocristalinos [40].

3.6. Modificación del sistema Sixtus-Tonks para medidas de velocidad de pared a bajo campo

En los últimos 80 años, se han producido pocos cambios en la técnica de medida de velocidad de pared de dominio, desde que *K. J. Sixtus* y *L. Tonks* en los años 30, idearan una forma de comprobar la propagación de una discontinuidad *Barkhausen* a la largo de hilos de hierro-níquel bajo tensión aplicada [11, 56]. Dicha técnica inductiva llamada actualmente *Sixtus-Tonks*, es utilizada para calcular la velocidad de propagación de paredes de dominio en muestras filiformes; tomando el tiempo de referencia de la *f.e.m.* inducida entre dos bobinas secundarias. Los principales cambios se resumen en tres puntos:

i) La adición de un solenoide nucleador en uno de los extremos del sistema de medida [22, 23] (en las pruebas medidas iniciales de *Sixtus* y *Tonks* también hicieron uso de dicho solenoide). El cual permite aplicar dos campos magnéticos independientes, donde el campo nucleador siempre tiene un valor superior al campo de desenganche de la pared de dominio.

ii) El uso de múltiples bobinas secundarias, en un gran número de presentaciones y combinaciones [19, 25, 47]. La cuales permiten tener mediante la observación de sus *f.e.m.*, una lectura veraz de la propagación de una pared de dominio, o la presencia de defectos en el microhilo que puedan desenganchar múltiples paredes de dominio.

iii) La adición de un solenoide local en un punto intermedio del sistema. Esta modificación, ha sido introducida recientemente y es una variación de la primera. Dicho solenoide permite mediante un campo local frenar la pared de dominio [57].

Es en la primera de estas modificaciones, en donde se ha enfocado esta modificación al sistema de medida clásico. A continuación se describe el sistema experimental.

3.6.1. Descripción del sistema

Como alternativa al estudio de la dinámica de paredes a valores de campo aplicado inferiores a H_{sw} (régimen adiabático), en este capítulo se pro-

pone un método alternativo al uso de un solenoide nucleador para desenganchar una pared de dominio desde uno de los extremos del microhilo. Aquí, se sustituye dicho solenoide y la forma de campo generada por este, por una señal de tipo pulso de gran amplitud y de corta duración (alrededor de $120\ \mu\text{s}$, suficiente para registrar que se desengancha la pared). Esta sustitución implica eliminar un dispositivo físico y solo usar su señal de alimentación, que sumada con la señal cuadrada de baja amplitud, alimentan el solenoide primario.

Estas dos funciones (pulso y onda cuadrada), son proporcionadas por un generador de funciones de dos salidas independientes; que se acoplan en frecuencia como se muestra en la figura 3.12, y la señal resultante que es la suma de estas dos ultimas, se conecta al solenoide primario del sistema de medida *SMA-1*. Donde la señal tipo pulso, proporciona el campo nucleador (H_n), y la señal cuadrada el campo de propagación (H_{pr}). Con lo cual es posible el estudio de la dinámica de pared para diferentes valores de campo de propagación. La figura 3.13a, muestra las formas del campo generado por el primario, donde $H_n = 91\ \text{A/m}$ con valores de campo H_{pr} desde $34\ \text{A/m}$ hasta $72\ \text{A/m}$.

De esta forma, el campo magnético generado por el solenoide cumple con la expresión 3.6, dando lugar a la nucleación y posterior propagación

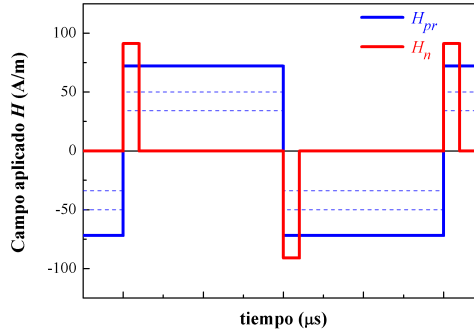


Figura 3.12: Forma del campo H_n y los diferentes valores para H_{pr} .

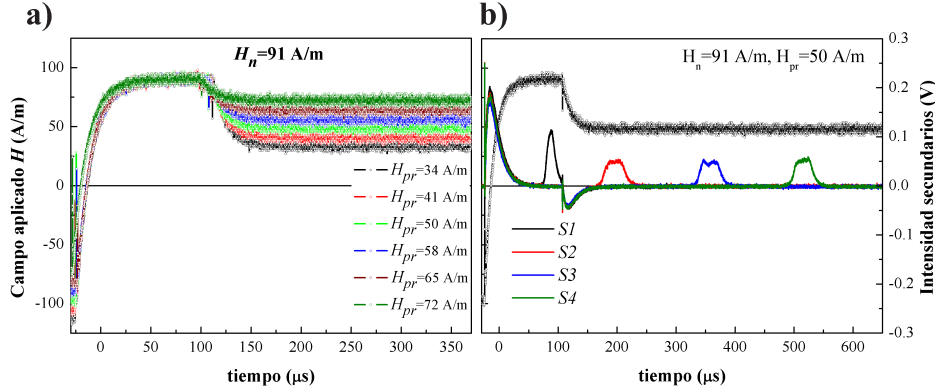


Figura 3.13: a) Forma de campo resultante del acoplamiento del pulso con amplitud constante (H_n) y ondas cuadradas (H_{pr}) de diferentes valores de amplitud; resultante de la suma de las señales en la figura 3.12. b) Ejemplo de las *f.e.m.* inducidas en los secundarios, durante la propagación de una pared de dominio con señal pulso-onda, para valores de campo $H_n = 91$ A/m y $H_{pr} = 50$ A/m.

de la pared (figura 3.13b).

3.6.2. Medida de la velocidad de propagación

Las medidas de la velocidad de propagación, consisten en aplicar un pulso de campo (H_n) de intensidad superior a la del campo crítico de desencanche de una pared desde el extremo del hilo; y ajustar el ancho de pulso, de forma tal que tenga la duración suficiente para nuclear y propagar la pared hasta pasar el solenoide $S1$ (pico de inducción negro en la figura 3.13b). Inmediatamente después de que la pared cruza este solenoide, el campo nucleador se reduce hasta anularse y solo la acción del campo de propagación mueve la pared a lo largo del hilo; su velocidad de propagación se mide entre los segmentos $S2$ - $S3$, $S3$ - $S4$ y/o $S2$ - $S4$.

En la figura 3.14, se muestran las velocidades de propagación de pared en función del campo de propagación, medidas entre los secundarios $S2$ - $S3$ y

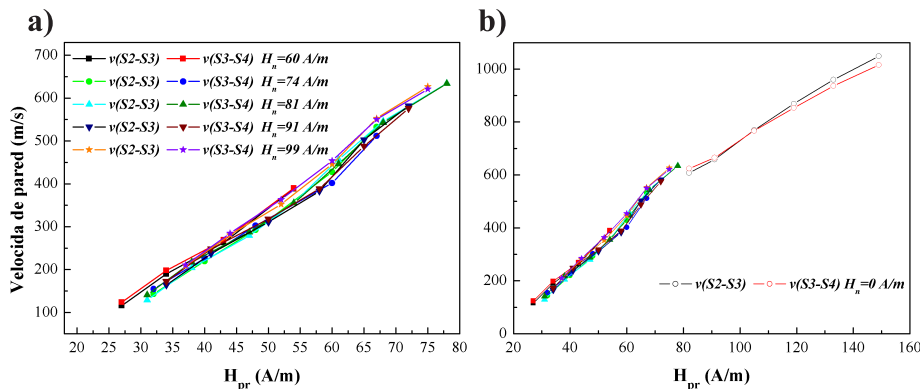


Figura 3.14: Velocidad de propagación de pared medida entre los segmentos S2-S3 y S3-S4: a) Usando diferentes campos de nucleación H_n . b) Medida completa del hilo incluyendo las realizadas sin aplicar campo nucleador.

S3-S4, para un microhilo de composición $Fe_{79}Si_{10}B_8C_3$. Dichas velocidades, se han comparado con las presentadas por la pared estándar en las mismas secciones.

En la figura 3.14a, se muestra que las velocidades registradas, no dependen de la intensidad del campo H_n aplicado, siempre y cuando, este sea mayor que el campo de desenganche de la pared. Por otro lado, la linealidad de la velocidad de propagación que presentan las paredes, es producto de que la estructura del dominio no este relajada. Esto es inducido, por el corto tiempo que dura el pulso nucleador; ya que en este punto, el sistema se comporta como si se aplicaran altas frecuencias para medir [12].

El uso de diferentes valores de campo bajo de propagación, nos permiten observar de manera indirecta, el cambio de forma que sufre la pared al aumentar la intensidad del campo de propagación aplicado. Usando como información la forma de la *f.e.m.* inducida en cada secundario (*f.e.m.* en los secundarios S2, S3 y S4 en la figura 3.13b), para las cuales se cuantificó la amplitud y ancho de base de cada señal; en la figura 3.15 se muestra el cambio de la *f.e.m.* en el solenoide S3 para un campo de nucleación fijo y

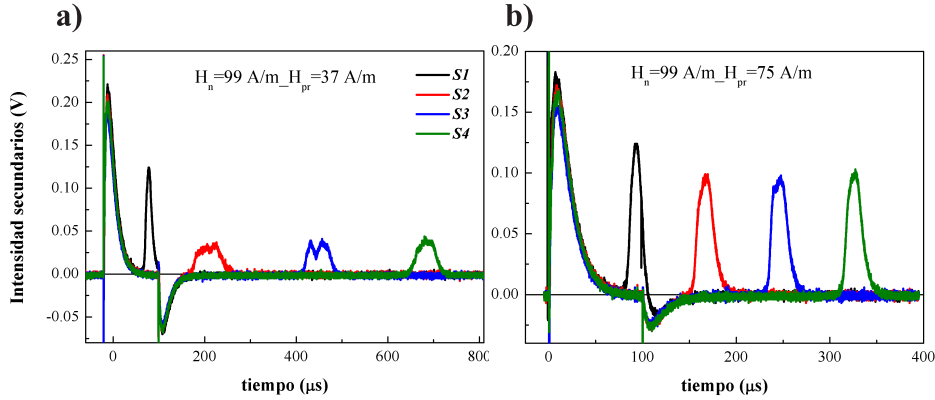


Figura 3.15: *f.e.m.* inducidas en los secundarios para una pared de dominio nucleada bajo un campo constante H_n de 99 A/m, y propagada a diferentes valores de campo inferiores a H_{sw} : a) $H_{pr} = 37$ A/m. b) $H_{pr} = 75$ A/m.

diferentes campos de propagación.

La evolución de la intensidad y ancho de la señal en el secundario S3, se muestra en las figuras 3.16a y b. Para la figura 3.16a, se observa un aumento gradual de 0.015 V por cada 10 A/m en la intensidad del pico; y el ancho de la señal se reduce rápidamente hasta obtener un aparente valor de saturación (figura 3.16b). Este valor de saturación, no representa que la señal no pueda ser más angosta, si no, que este valor mínimo está limitado por las características del secundario. Este cambio de forma de la *f.e.m.* es un claro indicio de que la pared que se mueve a bajo campo, encuentra resistencia al movimiento (señales en los secundarios S2, S3 y S4 de la figura 3.15) [22, 29], donde el achatamiento de las señales en los secundarios viene dado por el mayor tiempo que emplea la pared en atravesar el solenoide.

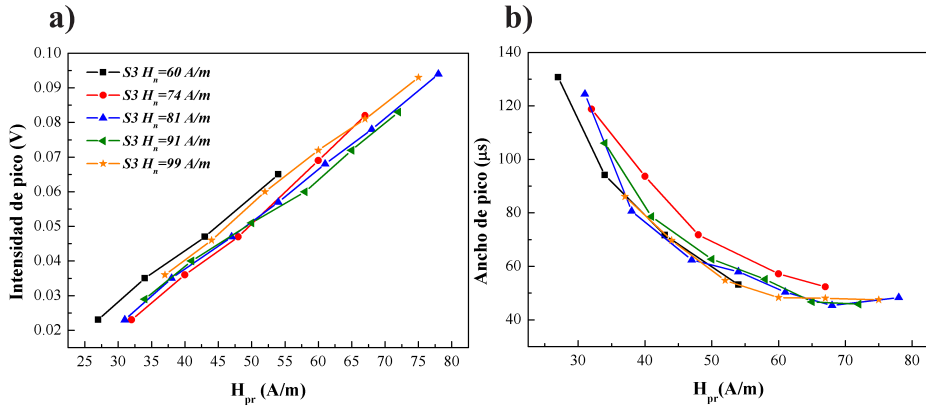


Figura 3.16: Evolución de la forma de la *f.e.m.* inducida en el secundario S3 como función del campo magnético aplicado H_{pr} , correspondientes a la figura 3.14a: a) Intensidad de la señal. b) Ancho de pico tomado en la base de la señal.

Bibliografía

- [1] M. Vazquez. Soft magnetic wires. In *Physica B*, volume 299, page 302, 2001.
- [2] A. Zhukov. Domain wall propagation in a Fe-rich glass-coated amorphous microwire. *Appl. Phys. Lett.*, 78:3106, 2001.
- [3] R. Varga, K. L. Garcia, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Single-domain wall propagation and damping mechanism during magnetic switching of bistable amorphous microwires. *Phys. Rev. Lett.*, 94:017201, 2005.
- [4] H. Chiriac, T.-A. Óvári, and M. Tibu. Domain wall propagation in nearly zero magnetostrictive amorphous microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 44:3931, 2008.
- [5] T.-A. Óvári, M. Tibu, and H. Chiriac. Controlled Manipulation of Domain Walls in Amorphous Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 47:2838, 2011.
- [6] J. Olivera, R. Varga, P. Vojtanik, V. M. Prida, M. L. Sanchez, B. Hernando, and A. Zhukov. Fast domain wall dynamics in amorphous glass-coated microwires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 320:2534, 2008.
- [7] R. Varga, A. Zhukov, V. Zhukova, J. M. Blanco, and J. González. Supersonic domain wall in magnetic microwires. *Phys. Rev. B*, 76:132406, 2007.
- [8] D. Atkinson, D. A. Allwood, C. C. Faulkner, Gang Xiong, M. D. Cooke, and R. P. Cowburn. Magnetic domain wall dynamics in a permalloy nanowire. *IEEE Trans. Magn.*, 39:2663, sep 2003.
- [9] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley-IEEE Press, second edition, 2008.
- [10] R. Varga. Magnetization processes in glass-coated microwires with positive magnetostriction. *Acta Phys. Slovaca*, 62:411, 2012.
- [11] K. J. Sixtus and L. Tonks. Propagation of large barkhausen discontinuities. *Phys. Rev.*, 37:930, 1931.
- [12] G. Infante, R. Varga, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Locally induced domain wall damping in a thin magnetic wire. *Appl. Phys. Lett.*, 95:012503, 2009.

- [13] A. Zhukov, J. M. Blanco, M. Ipatov, A. Chizhik, and V. Zhukova. Manipulation of domain wall dynamics in amorphous microwires through the magnetoelastic anisotropy. *Nanoscale Res. Lett.*, 7:223, 2012.
- [14] R. W. DeBlois. Domain Wall Motion in Metals. *J. Appl. Phys.*, 29:459, 1958.
- [15] F. Beck, J. N. Rigue, and M. Carara. Effect of Electric Current on Domain Wall Dynamics. *IEEE Trans. Magn.*, 49:4699, 2013.
- [16] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo. Propagation of a Magnetic Domain Wall in a Submicrometer Magnetic Wire. *Science*, 284:468, 1999.
- [17] G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, and J. L. Erskine. Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires. *Nat. Mater.*, 4:741, 2005.
- [18] M. Neagu, H. Chiriac, E. Hristoforou, I. Darie, and F. Vinai. Domain wall propagation in Fe-rich glass covered amorphous wires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 226-230:1516, 2001.
- [19] K. Richter, R. Varga, and A. Zhukov. Influence of the magnetoelastic anisotropy on the domain wall dynamics in bistable amorphous wires. *J. Phys. Condens. Matter*, 24:296003, 2012.
- [20] F. Beck, R. C. Gomes, K. D. Sossmeier, F. Bohn, and M. Carara. Stress dependence of the domain wall dynamics in the adiabatic regime. *J. Magn. Magn. Mater.*, 323:268, 2011.
- [21] C. H. Tsang, R. L. White, and R. M. White. Transit-time measurements of domain-wall mobilities in YFeO₃. *J. Appl. Phys.*, 49:6052, 1978.
- [22] R. Varga, J. Torrejon, Y. Kostyk, K. L. Garcia, G. Infante, G. Badini, and M. Vazquez. Single-wall dynamics and power law in bistable magnetic microwires. *J. Phys. Condens. Matter*, 20:445215, 2008.
- [23] R. Varga, Y. Kostyk, A. Zhukov, and M. Vazquez. Single domain wall dynamics in thin magnetic wires. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354:5101, 2008.
- [24] Y. Kostyk, R. Varga, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Domain wall propagation in adiabatic regime. *Physica B*, 403:386, 2008.
- [25] S. Corodeanu, H. Chiriac, and T.-A. Óvári. Accurate measurement of domain wall velocity in amorphous microwires, submicron wires, and nanowires. *Rev. Sci. Instrum.*, 82:094701, 2011.
- [26] T.-A. Óvári, S. Corodeanu, and H. Chiriac. Domain wall velocity in submicron amorphous wires. *J. Appl. Phys.*, 109:07D502, 2011.
- [27] O. Narayan and D. S. Fisher. Threshold critical dynamics of driven interfaces in random media. *Phys. Rev. B*, 48:7030, 1993.

-
- [28] J. Ziman, J. Onufer, and M. Kladivová. DC magnetization processes in bistable glass-coated ferromagnetic microwires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 323:3098, 2011.
- [29] D. C. Jiles. Dynamics of domain magnetization and the Barkhausen effect. *Czech. J. Phys.*, 50:893, 2000.
- [30] J. Ye, R. P. Del Real, G. Infante, and M. Vazquez. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect. *J. Appl. Phys.*, 113:043904, 2013.
- [31] R. L. Novak, J. P. Sinnecker, and H. Chiriac. Annealing effects on the magnetization reversal and domain wall dynamics in bistable amorphous glass-covered microwires. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:095005, 2008.
- [32] K. Richter, R. Varga, and A. Zhukov. Influence of Thermal Treatment on Domain Wall Dynamics in Glass-Coated Microwires. *Acta Phys. Pol. A*, 118:738, 2010.
- [33] P. Allia, C. Beatrice, F. Vinai, M. Knobel, and R. S. Turtelli. Suppression of the magnetic-permeability relaxation in nanocrystalline Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉. *Appl. Phys. Lett.*, 59:2454, 1991.
- [34] M. Vazquez, A.P. Zhukov, K. L. Garcia, K. R. Pirola, A. Ruiz, J. L. Martinez, and M. Knobel. Temperature dependence of magnetization reversal in magnetostrictive glass-coated amorphous microwires. *Mater. Sci. Eng., A*, 375-377:1145, 2004.
- [35] K. Richter, R. Varga, J. Kováč, and A. Zhukov. Controlling the domain wall dynamics by induced anisotropies. *IEEE Trans. Magn.*, 48:1266, 2012.
- [36] G. Herzer. Grain structure and magnetism of nanocrystalline ferromagnets. *IEEE Trans. Magn.*, 25:3327, 1989.
- [37] G. Herzer. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets. *IEEE Trans. Magn.*, 26:1397, 1990.
- [38] G. Herzer. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials. *Acta Mater.*, 61:718, 2013.
- [39] P. Klein, R. Varga, G. A. Badini-Confaloni, and M. Vazquez. Study of domain structure and magnetization reversal after thermal treatments in Fe₄₀Co₃₈Mo₄B₁₈ microwires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 323:3265, 2011.
- [40] P. Klein, R. Varga, I. Skorvanek, R. El Kammouni, and M. Vazquez. Magnetic Properties of Glass-Coated Amorphous and Nanocrystalline FeMoBCu Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 50:2006303, 2014.
- [41] F. C. Rossol. Domain-Wall Mobility in Rare-Earth Orthoferrites by Direct Stroboscopic Observation of Moving Domain Walls. *J. Appl. Phys.*, 40:1082, 1969.
- [42] F. C. Rossol. Domain-Wall Mobility in Yttrium Orthoferrite. *Phys. Rev. B*, 24:1021, may 1970.

- [43] P. Klein, R. Varga, and M. Vazquez. Domain wall dynamics in nanocrystalline microwires. *physica status solidi (c)*, 11:1139, 2014.
- [44] G. Henninger, A. Teresiak, F. Präßler, N. Mattern, and M. Müller. The influence of copper addition on the structural properties of sputtered multilayers of the FeSiB-CuNb alloy system. *J. Magn. Magn. Mater.*, 196-197:110, 1999.
- [45] S. Oswald, S. Baunack, G. Henninger, and D. Hofman. Model investigations on the effect of Si transport on the nanocrystallization of amorphous FeSiB-(Cu,Nb). *Anal. Bioanal. Chem.*, 374:736, 2002.
- [46] M. Müller, H. Grahls, N. Mattern, and B. Schnell. The influence of M=Mo, Nb in Fe80(B,M,Cu)20-type alloys on the crystallization behaviour and on the magnetic properties. *Mater. Sci. Eng., A*, 304-306:353, 2001.
- [47] H. Chiriac, M. Tibu, and T.-A. Óvári. Domain Wall Propagation in Nanocrystalline Glass-Coated Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 45:4286, 2009.
- [48] M. Vazquez, A. Zhukov, K. R. Pirola, R. Varga, K. L. Garcia, C. Luna, M. Provencio, D. Navas, J. L. Martinez, and M. Hernandez-Velez. Temperature dependence of remagnetization process in bistable magnetic microwires. *J. Non-Cryst. Solids*, 329:123, 2003.
- [49] P. Klein, K. Richter, R. Varga, and M. Vazquez. Frequency and temperature dependencies of the switching field in glass-coated FeSiBCr microwire. *J. Alloys Compd.*, 569:9, 2013.
- [50] R. Varga, K. L. Garcia, A. Zhukov, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Temperature dependence of the switching field and its distribution function in Fe-based bistable microwires. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2620, 2003.
- [51] E. Komova, M. Varga, R. Varga, P. Vojtanik, J. Torrejon, M. Provencio, and M. Vazquez. Frequency dependence of the single domain wall switching field in glass-coated microwires. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 19:236229, 2007.
- [52] H. Kronmüller. Theory of the coercive field in amorphous ferromagnetic alloys. *J. Magn. Magn. Mater.*, 24:159, 1981.
- [53] P. Allia, M. Celasco, A. Ferro, A. Masoero, and A. Stepanescu. Transverse Closure Domains and the Behavior of the Magnetization in Grain-Oriented Polycrystalline Magnetic Sheets. *J. Appl. Phys.*, 52:1439, 1981.
- [54] R. Sabol, R. Varga, J. Hudak, J. Blazek, D. Praslicka, P. Vojtanik, G. Badini, and M. Vazquez. Temperature and frequency dependencies of the switching field in glass-coated FeNbSiB microwires. *J. Appl. Phys.*, 111:053919, 2012.
- [55] R. Varga, A. Zhukov, J. M. Blanco, J. González, V. Zhukova, and P. Vojtanik. Stress dependence of the domain wall potential in amorphous CoFeSiB glass-coated microwires. *Physica B*, 372:230, 2006.

-
- [56] K. J. Sixtus and L. Tonks. Propagation of Large Barkhausen Discontinuities. II. *Phys. Rev.*, 42:419, 1932.
 - [57] M. Vazquez, G. Basheed, G. Infante, and R. P. Del Real. Trapping and Injecting Single Domain Walls in Magnetic Wire by Local Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 108:037201, 2012.

Capítulo 4

Inyección y movimiento controlado de dominios magnéticos

En este capítulo se estudia la inyección y el control de la posición y movimiento de las paredes de dominio en microhilos amorfos. Después de una breve introducción a la propagación de paredes de dominio, se determinan los efectos de un campo local en la velocidad de la pared. A continuación, se muestra la inyección de paredes en puntos intermedios del microhilo, y por último se estudia en detalle el control de paredes inyectadas, modificando las frecuencias de los campos magnéticos aplicados.

4.1. Introducción

La dinámica de una pared de dominio magnética, incluyendo su nucleación y propagación, son temas clásicos de investigación en nano y micro-magnetismo. La geometría particular de nanohilos y nanotiras litografiadas ofrece ventajas específicas para el estudio de la propagación de paredes de dominio a lo largo de una dirección determinada. Los estudios más recientes sobre la dinámica de paredes están conectados con las aplicaciones tecnológicas avanzadas de almacenamiento de información en el campo de la espintrónica [1, 2, 3, 4, 5], y sistemas magnéticos lógicos en escala nanométrica [2, 6, 7, 8]. En estos dispositivos, la velocidad de trabajo está determinada por la velocidad de las paredes de dominio, que con frecuencia son menores que las presentadas en microhilos amorfos [9, 10, 11, 12].

El desarrollo de estos dispositivos requiere del control preciso de la ubicación de las paredes de dominio, tales como puntos de desenganche y frenado de paredes de dominio. La propagación de paredes de tipo transversal y vórtice a lo largo de nanotiras litografiadas es activada de diferentes formas, la más clásica de ellas, consiste en aplicar campos magnéticos; y más recientemente, mediante el uso de corrientes eléctricas [13, 14]. La geometría de las muestras favorece la nucleación de las paredes de dominio, en las regiones curvas, con reducción de diámetro y en las terminaciones en forma de punta, las ideales para simular defectos estructurales [11]. Así mismo, la posición de las paredes de dominio se puede fijar a través de sus interacciones magnetostáticas (es decir, campos locales dipolares producidos por nanomagnetos cercanos) [15, 16, 17].

Menos estudiado, es el caso de la dinámica de paredes magnéticas en nanohilos cilíndricos (por ejemplo, preparado por métodos electroquímicos), donde la presencia de las paredes de dominio tipo vórtice ha sido observada experimentalmente [18] y calculada a través de simulaciones micromagnéticas [19]. Los avances técnicos han permitido fabricar recientemente hilos submicrométricos cilíndricos, mediante la técnica de solidificación y enfriamiento ultrarrápido [20, 21, 22]. La inversión de la imanación en microhilos amorfos magnetostriictivos, tiene lugar mediante el desenganche y propagación de una única pared de dominio, donde el comportamiento magnético

biestable es aprovechado en una gran variedad de dispositivos magnéticos [23]. La fuerte anisotropía uniaxial, determinada por la magnetostricción y las tensiones internas configuran una estructura de dominios particular, lo que determina la dinámica de las paredes de dominio [24]. Alguna simulación micromagnética sobre la estructura de dominios presente en microhilos recubiertos de vidrio ha sido publicada recientemente [25].

Sin embargo, la inyección y control de paredes de dominio es un campo poco explorado en los microhilos recubiertos de vidrio. Hasta ahora la nucleación de paredes se había limitado al uso de una bobina nucleadora en uno de los extremos del hilo, o a la inyección de dos paredes en un punto del hilo [26]. Para el caso de control del movimiento de las paredes, los estudios realizados se han limitado a frenar el avance de la pared de dominio [26].

Este capítulo tiene como objeto el estudio del control del movimiento de las paredes de dominio, incluyendo su nucleación, movimiento e inyección. Para tal fin, se ha usado dos campos magnéticos diferentes, presentando como resultados relevantes el uso del campo generado por una bobina local como una compuerta magnética. Esto nos permite interpretar el movimiento controlado de la pared inyectada, como procesos de escritura y lectura de datos en el sistema binario, dados los dos estados de imanación remanente que presentan los microhilos biestables.

4.2. Control de paredes de dominio

El movimiento de paredes de dominio se ha estudiado en sistemas basados en el desarrollado por *Sixtus* y *Tonks* con múltiples bobinas secundarias [27, 28, 29, 30]. Aplicando un campo homogéneo (H_{pr}), se desengancha y propaga una pared de dominio estándar desde un extremo del hilo hasta alcanzar el extremo opuesto, o hasta que el campo aplicado se lo permita. Más recientemente, se ha mostrado la inyección y captura de una pared de dominio por la acción de un campo local desde una posición local precisa [26]. Un campo local, H_{loc} , es también empleado para nuclear un dominio invertido, que limita con el dominio axial principal, por un par de paredes de dominio inyectadas, HH y TT . Hay que mencionar que el movimiento

de una pared de dominio puede ser perturbado por defectos estructurales o geométricos [31, 32], en los cuales se pueden nuclear paredes de dominio indeseadas.

En esta sección se ha utilizado el sistema de medida *SMA-2* descrito en la sección 2.4.3, para las medidas de $v(H)$, en microhilos amorfos biestables sin defectos, de composición nominal $Fe_{79}Si_{10}B_8C_3$ y 400 mm de longitud. El ciclo de histéresis correspondiente se muestra en figura 4.1, medido en el magnetómetro de inducción descrito en la sección 2.3.2, para un segmento de hilo de 30 mm de longitud.

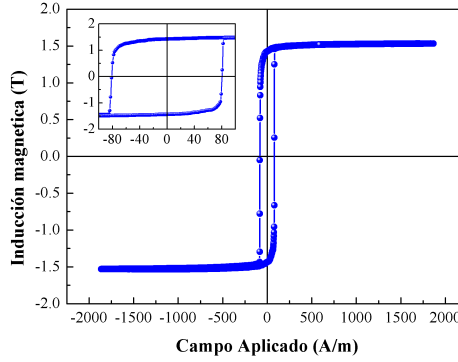


Figura 4.1: Ciclo de imanación en función del campo magnético aplicado para un microhilo de $Fe_{79}Si_{10}B_8C_3$.

Como se mencionó en el capítulo 2 (técnicas experimentales), el sistema de medida *SMA-2*, está compuesto por un solenoide primario y una bobina local, que pueden aplicar campo magnético de forma independiente (figura 4.2) y cuatro bobinas secundarias. En las siguientes medidas de control de paredes de dominio, se aplicaron dos campos magnéticos (H_{pr} y H_{loc}) de igual frecuencia, pero diferente amplitud, y fase. En un primer experimento, los campos magnéticos son dispuestos en forma antiparalela; y en el segundo, los campos magnéticos son dispuestos en forma paralela. En ambos casos se registra $v(H)$.

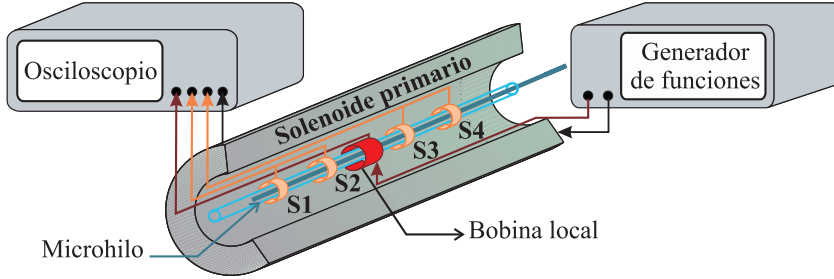


Figura 4.2: Sistema de inyección, control y medida de velocidad de propagación de paredes de dominio.

4.2.1. Campo local antiparalelo al campo de propagación

Inicialmente se ha nucleado una pared de dominio desde un extremo del microhilo, la cual se propaga bajo un campo magnético homogéneo H_{pr} producido por el solenoide primario. Además se aplican diferentes valores de campo H_{loc} con dirección opuesta a la del primario, y se registra la velocidad de propagación de la pared.

La velocidad de la pared de dominio fue medida en los segmentos (S1-S2), (S2-S3) y (S3-S4), correspondientes a las velocidades medidas antes, durante y después de aplicar los valores de campo local, registrando la $v(H)$ y su variación causada por el campo H_{loc} . El valor del campo primario usado en las medidas es de $H_{pr} = 309$ A/m, siendo este superior al necesario para desenganchar la pared de dominio estándar (aproximadamente 80 A/m, figura 4.1). El campo H_{loc} se ha desfasado 180° , con el fin de que su dirección sea opuesta (antiparalelo) a la dirección de campo H_{pr} (figuras 4.3b y c); los valores del campo local varían desde 0 hasta 368 A/m.

La figura 4.3a, muestra las velocidades de propagación de la pared en los diferentes segmentos. Estos valores de velocidad son el valor medio en la toma de 1000 medidas de la velocidad para cada valor de campo magnético local. Se puede observar cómo el campo H_{loc} antiparalelo, reduce gradualmente la velocidad de la pared en el segmento S2-S3, en función de

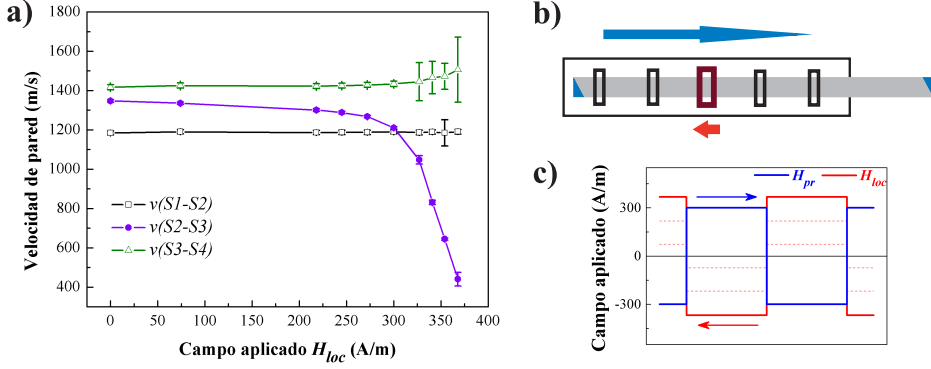


Figura 4.3: a) Medidas de $v(H)$ para los segmentos S1-S2, S2-S3 y S3-S4, con H_{loc} antiparalelo a H_{pr} . b) y c) Dirección y Forma de onda de H_{loc} y H_{pr} respectivamente.

su intensidad. Al alcanzar un valor de campo $H_{loc} = 368$ A/m, la pared es frenada completamente.

La disminución de la velocidad de pared en el microhilo es parcial, ya que solo se presenta en el segmento S2-S3, que es justo allí donde se encuentra la bobina local, y la acción de esta es puntual sobre el microhilo. Por otro lado en los segmentos (S1-S2) y (S3-S4), la velocidad se mantiene constante, y solo en el segmento (S3-S4) la variación de la velocidad es muy alta, siendo más notable en los valores de campo local cercanos al campo de bloqueo o de frenado de la pared. Esta variación de la velocidad es similar a la mostrada en el **capítulo 3**, para paredes que se mueven a muy baja velocidad. En la tabla 4.1 se resumen los valores medios de $v(H)$ presentes en el segmento (S2-S3), en función de los valores de campo magnético local.

4.2.2. Campo local paralelo al campo de propagación

De forma análoga a la sección 4.2.1, el campo H_{pr} es constante y fijo. La amplitud de H_{loc} , varía desde 0 hasta 572 A/m; y la dirección se invierte respecto al caso anterior; es decir, H_{loc} tiene la misma dirección, frecuencia

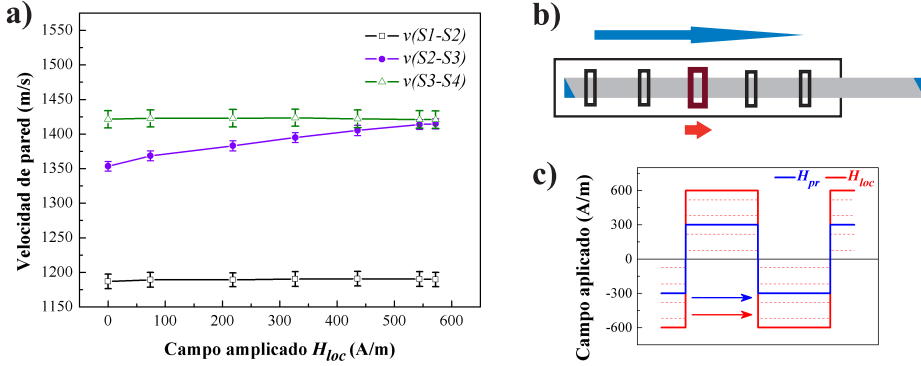


Figura 4.4: a) Medidas de $v(H)$ para los segmentos S1-S2, S2-S3 y S3-S4, con H_{loc} paralelo a H_{pr} . b) y c) Dirección y Forma de onda de H_{loc} y H_{pr} respectivamente.

y fase que H_{pr} , como se puede apreciar en las figuras 4.4b y c.

En la figura 4.4, como es de esperar, la velocidad de la pared aumenta gradualmente solo en el segmento S2-S3, mientras que para los otros dos segmentos, la velocidad se mantiene constante. Esto se debe a que nuevamente el campo local tiene un efecto puntual en el centro del segmento de hilo S2-S3, y una vez la pared sobrepasa dicha región, su velocidad sólo es afectada por la acción del campo magnético del solenoide primario.

La diferencia entre las velocidades de pared medidas en los segmentos (S1-S2) y (S3-S4) de las figuras 4.3a y 4.4a, se debe a una diferencia en la distancia entre las bobinas, ya que para las velocidades registradas, un cambio de 2 mm en cada par de secundarios representa un cambio de la velocidad superior a 100 m/s. En la tabla 4.1 se muestran los valores de la velocidad tanto de frenado como de acelerado de la pared, medida en el segmento S2-S3.

H_{loc} antiparalelo a H_{pr}				H_{loc} paralelo a H_{pr}			
H_{loc} [A/m]	v [m/s]	H_{loc} [A/m]	v [m/s]	H_{loc} [A/m]	v [m/s]	H_{loc} [A/m]	v [m/s]
0	1347	300	1210	0	1353	544	1414
74	1336	327	1047	74	1368	572	1415
218	1301	341	831	218	1383		
245	1288	354	644	327	1395		
272	1268	368	41	436	1405		

Tabla 4.1: Valores de $V(H)$ registrados en el segmento S2-S3, en función de la dirección y amplitud del campo magnético local.

4.3. Inyección y control de paredes de dominio

El control de la posición de paredes de dominio es esencial para dispositivos lógicos o experimentos que involucren paredes de dominio. Uno de los problemas que presentan las medidas experimentales es la nucleación controlada de una pared de domino magnético en un lugar específico. En el experimento clásico de *Sixtus* y *Tonks*, se hace necesaria la nucleación de una única pared de domino desde uno de los extremos del microhilo, la cual se propaga mediante la acción de un campo magnético o una corriente aplicada [14, 13]. Sin embargo, después de ser propagada la pared de dominio, se hace necesario controlar su movimiento; si es el caso de usar la propagación de paredes en dispositivos lógicos de memoria, como las memorias tipo *racetrack* [3].

La gran ventaja que presentan los microhilos amorfos recubiertos de vidrio respecto a los nanohilos, de cara a la inyección controlada de paredes de dominio, radica en el uso de campos magnéticos locales. De acuerdo a la acción puntual de la bobina local sobre la muestra, es posible inyectar un dominio local con imanación invertida, el cual esta confinado por dos paredes de dominio HH y TT en un punto al interior de los extremos del microhilo; siendo PDi_1 y PDi_2 las paredes que confinan el dominio de imanación invertida.

En esta sección se estudia la inyección controlada de paredes de dominio,

mediante la aplicación de un campo magnético intenso, proporcionado por la bobina nucleadora local. Adicionalmente se ha medido las velocidades de propagación de las paredes inyectadas y desenganchadas. Por otro lado, se ha propuesto un método de control de las paredes de dominio inyectadas; el cual se basa en cambiar las frecuencias de los campo H_{pr} y H_{loc} .

Para los estudios de inyección y control de paredes de dominio, se usaron microhilos amorfos biestables de composición $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$. El ciclo de histéresis correspondiente (figura 4.5), fue medido en un segmento de hilo de 30 mm de longitud; usando el magnetómetro de inducción descrito en la sección 2.3.2. En el ciclo se puede apreciar el comportamiento biestable de las muestras, con un campo coercitivo de 30 A/m. Las medidas de $v(H)$, se han realizado en el sistema de medida *SMA-3* descrito en la sección 2.4.3; para microhilos de 500 mm de longitud.

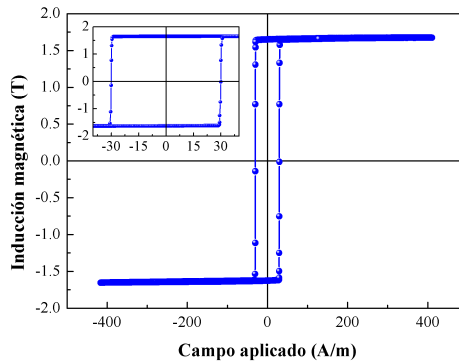


Figura 4.5: Ciclo de imanación en función del campo magnético aplicado para un microhilo de $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$.

4.3.1. Inyección y movimiento de paredes de dominio

Bajo la acción del campo magnético homogéneo H_{pr} , se desengancha una única pared de dominio HH o TT (dependiendo de la configuración

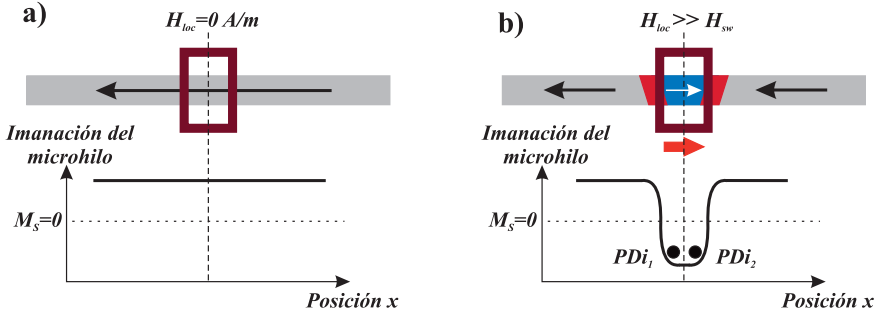


Figura 4.6: a) Imanación de saturación del microhilo sin campo H_{loc} aplicado. b) Inversión del estado de imanación en el segmento de microhilo rodeado por la bobina local. En el cual el campo H_{loc} es muy intenso y con dirección de campo magnético contraria al estado de imanación del microhilo. Este dominio está confinado por dos paredes de dominio HH y TT .

inicial de la imanación en la muestra), desde el extremo del hilo cercano al secundario S1 (figura 4.2); esta pared se propaga en la dirección S1→S4 hacia el extremo opuesto. Durante su propagación, la pared atraviesa las bobina secundaria induciendo una *f.e.m.* en cada una, como se muestra en la figura 4.7a. La secuencia de las *f.e.m.* inducidas en los secundarios, nos permite además de medir la velocidad de propagación de la pared, también verificar si sólo se tiene una única pared de dominio en ese instante y su dirección.

En lo concerniente a microhilos recubiertos de vidrio, el proceso de inyección de paredes de dominio, en un punto intermedio, consiste en forzar la inversión de la imanación del hilo en dicho punto (figura 4.6). La acción de un campo magnético H_{loc} muy intenso ($H_{loc} \gg H_{sw}$), invierte la imanación locamente e inyecta un par de paredes de dominio HH y TT . La propagación del par de paredes inyectadas (PDi_1 y PDi_2), se puede conseguir mediante la acción de un campo magnético de baja intensidad ($H_{pr} < H_{sw}$). Estas paredes se mueven en direcciones opuestas S2→S1 (PDi_1) y S3→S4 (PDi_2), hacia los extremos del hilo. Durante su propagación, las paredes

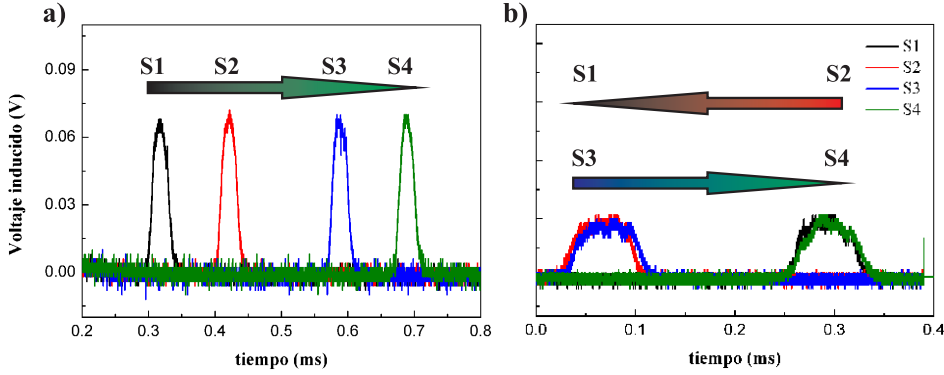


Figura 4.7: *f.e.m.* inducidas en los secundarios para: a) Una pared estándar que se propaga en dirección S1→S4. b) Dos paredes inyectadas que se propagan en dirección S2→S1 y S3→S4.

inducen dos secuencias de *f.e.m.* al atravesar las bobinas secundarias, como se muestra en la figura 4.7b, que confirman la propagación de las dos paredes, y nos permiten determinar si las dos paredes se desplazan a la misma velocidad.

Para la medida de la velocidad de propagación de una pared estándar desenganchada desde el extremo, se ha aplicado un campo H_{pr} de forma de onda cuadrada a una frecuencia de 101 Hz (Línea azul figura 4.8a). Esta velocidad (triángulos negros figura 4.8b), presenta una dependencia lineal, típica de una pared que se mueve en el régimen viscoso [24, 33, 34].

Por otro lado, para inyectar dos paredes de dominio, se hizo necesario aplicar un campo H_{loc} de forma de onda cuadrada y 190 A/m de amplitud; acoplado en frecuencia con el campo H_{pr} como se muestra en la figura 4.8a. Para medir la velocidad de propagación, se aplicaron valores de H_{pr} desde 12 hasta 84 A/m. Esta velocidad (puntos verdes figura 4.8b) presenta dos regiones de $v(H)$. La primera región de velocidad a bajo campo ($H_{pr} < H_{sw}$) presenta una evolución propia del régimen adiabático [27, 35]; en la cual el movimiento de la pared es intermitente debido a la presencia de defectos

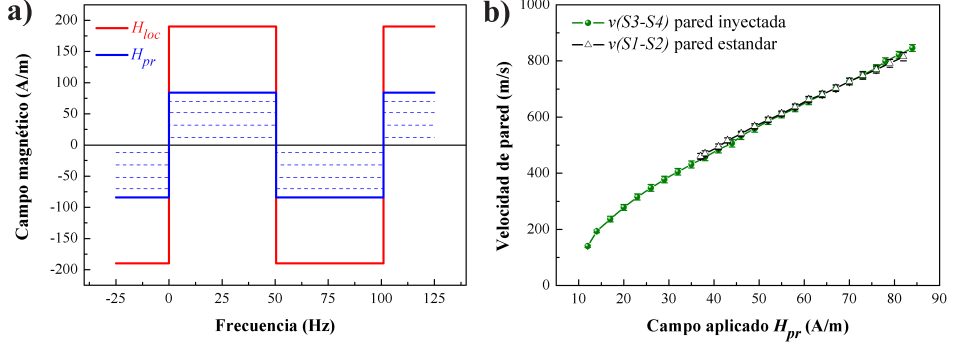


Figura 4.8: a) Formas de onda y valores de campo H_{pr} y H_{loc} a una frecuencia de 101 Hz. b) Velocidad de propagación para una pared estándar (\triangle negros) y una pared inyectada (\bullet verdes).

estructurales que frenan o anclan momentáneamente la pared. La segunda región de velocidad ($H_{pr} \geq H_{sw}$) presenta la misma tendencia lineal que la mostrada por la pared estándar.

La medida de $v(H)$ de las paredes inyectadas está limitada por el valor del campo H_{sw} ; de tal modo que sólo se puede medir la velocidad de la pared PDi_1 para valores de $H_{pr} < H_{sw}$. Si se aplican valores de campo $H_{pr} \geq H_{sw}$, además de las dos paredes inyectadas, también se propaga la pared desde el extremo del hilo, lo cual provoca que la pared estándar y PDi_1 se aniquilen en algún punto intermedio. Sin embargo, en el caso de PDi_2 , su movimiento es independiente de la propagación de la pared estándar, y su velocidad no se ve afectada. De esta forma, la velocidad de la pared PDi_2 se puede comparar con la velocidad presentada por la pared estándar, como se muestra en la figura 4.8b.

4.3.2. Control del movimiento de paredes modificando las frecuencias de los campos H_{pr} y H_{loc}

Teniendo en cuenta la caracterización preliminar mostrada en la sección 4.3.1, se han elegido algunas combinaciones de amplitud de los campos magnéticos aplicados con el propósito de controlar la inyección de dos paredes de dominio (PDi_1 y PDi_2) y su posterior propagación, sin nuclear y desenganchar una pared desde el extremo del microhilo. A demás de las amplitudes, también se eligieron diferentes frecuencias para los campos aplicados, lo que nos permite controlar el movimiento de las paredes inyectadas.

En estas medidas se usaron microhilos de 500 mm de longitud, dispuestos de manera asimétrica dentro del sistema, de forma tal, que los hilos sobresalen 130 mm de un extremo del solenoide primario. Esta asimetría nos asegura que la pared se propaga, pero no se ancla en el extremo de hilo por fuera del solenoide primario (extremo derecho figura 4.2).

Las combinaciones de frecuencia más simples, son aquellas en donde la frecuencia de uno de los campos magnéticos aplicados es el doble de la otra,

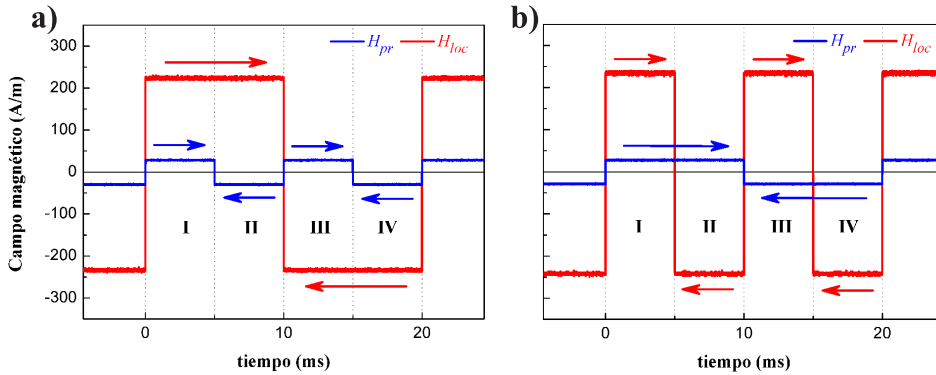


Figura 4.9: Combinación de frecuencias de los campos magnéticos local y de propagación; las flechas indican la dirección de los campos magnéticos en cada evento. a) $H_{pr} = 100$ Hz y $H_{loc} = 50$ Hz. b) $H_{pr} = 50$ Hz y $H_{loc} = 100$ Hz.

como se puede apreciar en las figuras 4.9a y b. Las frecuencias elegidas tienen valores de 100 y 50 Hz. En cada una de estas figuras se puede apreciar de forma clara, cuatro eventos o combinaciones diferentes (flechas azul y roja) en la dirección de los campos magnéticos aplicados (I, II, III, IV). El número de eventos está determinado por el número de semi-longitudes de onda que presenta el campo magnético con mayor frecuencia. La descripción detallada del movimiento de las paredes en cada uno de los eventos, es imprescindible para la comprensión del proceso.

De acuerdo con la sección 4.3.1, el campo magnético mínimo necesario para inyectar dos paredes de dominio (H_{iny}), es de 200 A/m; y el campo mínimo de propagación es de 12 A/m. Con el fin de inyectar y propagar las paredes en todas las combinaciones de frecuencia, se ha aplicado valores de campos $H_{loc} = 234$ A/m, y $H_{pr} = 29$ A/m. De acuerdo con la figura 4.9, la inyección y control de paredes en la configuración más simple se presenta en dos ejemplos.

En el primer ejemplo (figura 4.9a), los valores usados de frecuencia para los campos H_{pr} y H_{loc} son de 100 y 50 Hz respectivamente. En la figura 4.10a, se muestran las secuencias de las *f.e.m.* inducidas en las bobinas para cada uno de los cuatro eventos posibles. La figura 4.10b, muestra la interpretación de la dirección del movimiento de las paredes inyectadas, basadas en las *f.e.m.* correspondientes a cada uno de los eventos en la figura 4.10a.

Para una visión global del movimiento de las paredes inyectadas en cada evento, se invita al lector a hacer un seguimiento de las *f.e.m.* presentadas en la figura 4.11, y sus correspondientes interpretaciones del movimiento de las paredes en la figura 4.10b, teniéndose:

- En el evento I, el campo magnético total de inyección de las paredes es $H_{iny} = 263$ A/m, y este es la suma de los campos H_{pr} y H_{loc} , siendo $H_{iny} > H_{sw}$. En este evento se inyectan dos paredes, las cuales se propagan por el campo H_{pr} en direcciones opuestas: i) La primera PDi_1 , es propagada en la dirección $S2 \rightarrow S1$ hasta el extremo izquierdo del microhilo. ii) La segunda PDi_2 , es propagada en la dirección $S3 \rightarrow S4$ hasta algún punto del microhilo fuera del solenoide primario.

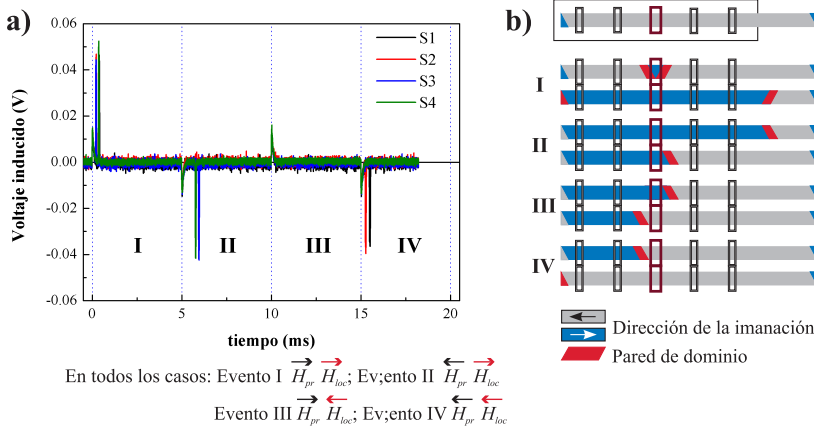


Figura 4.10: a) *f.e.m.* inducida en los secundarios. b) Movimiento de las paredes inyectadas en el microhilo, en función del cambio en la dirección de los campos magnéticos H_{pr} y H_{loc} . En la parte superior, se muestra el estado inicial de la imanación del hilo, y en cada evento se muestra el estado inicial del movimiento de la pared.

- En el evento II, el campo H_{pr} cambia de dirección, y la pared PDi_2 se regresa propagándose en la dirección $S4 \rightarrow S3$, hasta ser bloqueada por el campo H_{loc} ; dado que su dirección, se opone a la dirección de propagación de la pared.
- En el evento III, ambos campos H_{pr} y H_{loc} se invierten, y no se registra ninguna *f.e.m.* en las bobinas secundarias. La pared solo atraviesa a la bobina local, y la dirección del campo H_{pr} está en contra de la dirección de desplazamiento de la pared, impidiendo que la pared continúe propagándose (evento III, figura 4.10b).
- En el evento IV, el campo H_{pr} cambia nuevamente de dirección, y la pared PDi_2 es propaga en dirección $S2 \rightarrow S1$, hasta anclarse en el extremo izquierdo del microhilo.

Al terminar el cuarto evento, se restaura la estructura de dominios inicial

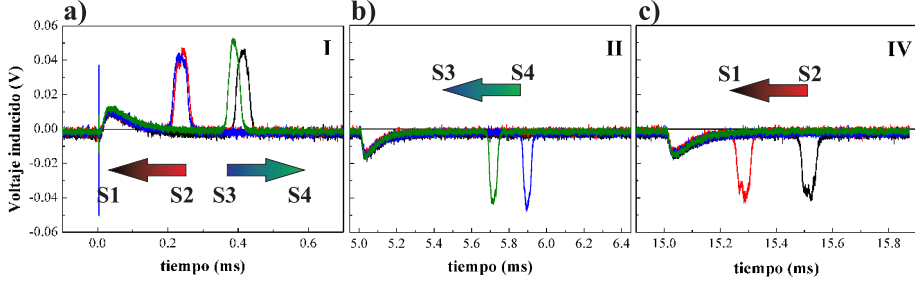


Figura 4.11: *f.e.m.* inducidas en los secundarios, correspondientes a los eventos en la figura 4.10a, la dirección de propagación de las paredes esta indicada por las flechas. a) Evento I, inyección y propagación de las paredes PDi_1 y PDi_2 . Propagación de la pared PDi_2 : b) Evento II, en dirección $S4 \rightarrow S3$. c) Evento IV, en dirección $S2 \rightarrow S1$.

del microhilo, y el proceso se repite nuevamente.

En el segundo ejemplo (figura 4.9b), se ha intercambiado los valores de las frecuencias respecto al ejemplo anterior, teniéndose una frecuencia de 50 Hz para el campo H_{pr} y 100 Hz para el campo H_{loc} . En la figura 4.12a, se muestran las secuencias de las *f.e.m.* inducidas en las bobinas para cada uno de los cuatro eventos posibles. La figura 4.12b, muestra la interpretación de la dirección del movimiento de las paredes inyectadas.

Para una visión global del movimiento de las paredes inyectadas en cada evento, nuevamente se invita al lector a hacer un seguimiento de las *f.e.m.* presentadas en la figura 4.13 y sus correspondientes interpretaciones del movimiento de las paredes en la figura 4.12b, teniéndose:

- En el evento I, el campo magnético total de inyección de las paredes es $H_{iny} = 263$ A/m. De igual forma que el caso anterior se inyectan dos paredes, las cuales se propagan por acción del campo H_{pr} en direcciones opuestas: i) La primera PDi_1 , es propagada en la dirección $S2 \rightarrow S1$ hasta el extremo izquierdo del microhilo. ii) La segunda PDi_2 , es propagada en la dirección $S3 \rightarrow S4$ hasta algún punto del microhilo fuera del solenoide primario.

- En el evento II, el campo H_{loc} cambia de dirección, y la pared PDi_2 no cambia de posición, debido a que el campo H_{pr} permanece constante.

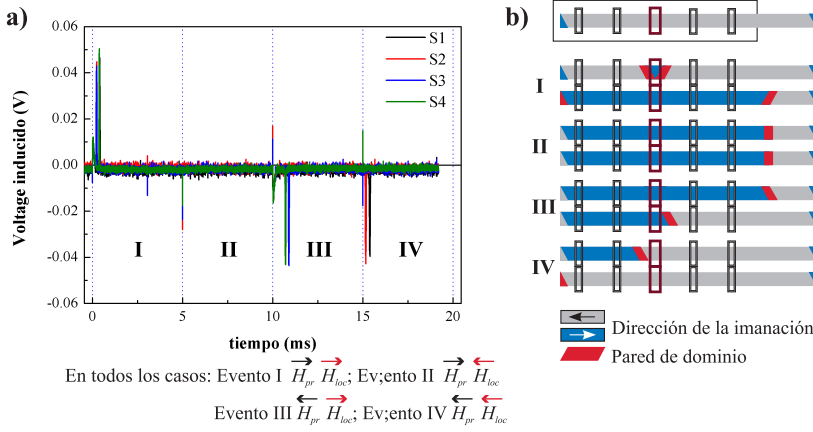


Figura 4.12: a) *f.e.m.* inducida en los secundarios. b) Movimiento de las paredes inyectadas en el microhilo, en función del cambio en la dirección de los campos magnéticos H_{pr} y H_{loc} . En la parte superior, se muestra el estado inicial de la imanación del hilo, y en cada evento se muestra el estado inicial del movimiento de la pared.

- En el evento III, ambos campos H_{pr} y H_{loc} se invierten, y la pared PDi_2 es propagada por acción del campo H_{pr} en dirección $S4 \rightarrow S3$, hasta ser bloqueada por la dirección del campo H_{loc} .
- En el evento IV, el campo H_{loc} cambia de dirección, y la pared PDi_2 se propaga en dirección $S2 \rightarrow S1$, hasta anclarse en el extremo izquierdo del microhilo.

Nuevamente al terminar el cuarto evento, se restaura el estado de imanación inicial del microhilo, y el proceso se repite.

Con estos dos ejemplos, se ha confirmado el movimiento controlado y la inyección de paredes en una posición determinada del microhilo. El estudio se ha completado para valores de frecuencia de 25 y 20 Hz. Con estos dos

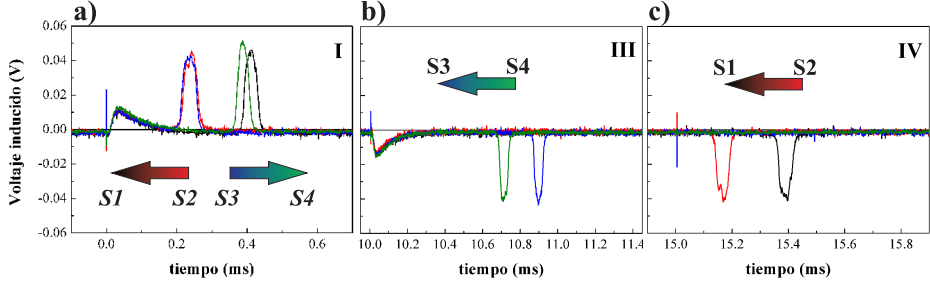


Figura 4.13: *f.e.m.* inducidas en los secundarios, correspondientes a los eventos en la figura 4.10a, la dirección de propagación de las paredes esta indicada por las flechas. a) Evento I, inyección y propagación de las paredes PDi_1 y PDi_2 . Propagación de la pared PDi_2 : b) Evento II, en dirección $S4 \rightarrow S3$. c) Evento IV, en dirección $S2 \rightarrow S1$.

nuevos valores de frecuencia, se ha clasificado los resultados obtenidos en dos grupos (A y B). En el grupo A, se mantiene constante la frecuencia en 100 Hz para el campo H_{pr} , y se varían los valores de frecuencia de H_{loc} . En el grupo B, se tiene como constante la frecuencia en 100 Hz para el campo H_{loc} , y se varían los valores de frecuencia de H_{pr} .

Antes de describir el movimiento de las paredes debido a las combinaciones de frecuencia elegidas, es importante subrayar que el movimiento de paredes en el primer evento, corresponde siempre a la inyección de dos paredes de dominio.

Grupo A ($H_{pr} = 100$ Hz)

Para este grupo, se ha aplicado un campo $H_{loc} = 234$ A/m fijo en todas las medidas, y se tienen como variables, los valores de campo H_{pr} de 15 y 29 A/m. En la figura 4.14 se presentan las formas de onda de y el número de eventos pertenecientes al grupo A. Las interpretaciones de la dirección del movimiento de las paredes, se muestra en la figura 4.15.

- A-2.1: $H_{pr} = 15$ A/m a 100 Hz y $H_{loc} = 234$ A/m a 25 Hz (figura

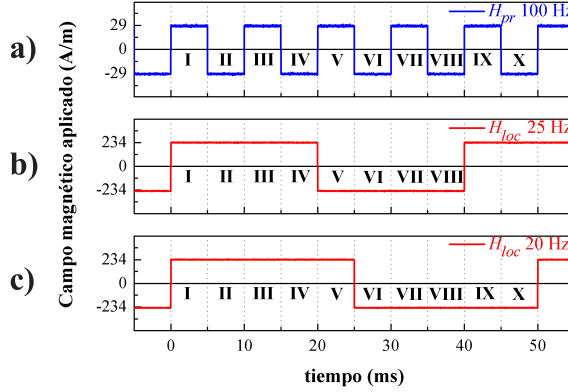


Figura 4.14: Configuración de frecuencias del grupo A

4.15a), esta configuración presenta VIII eventos.

- A-2.2: $H_{pr} = 29$ A/m a 100 Hz y $H_{loc} = 234$ A/m a 25 Hz (figura 4.15b), esta configuración presenta VIII eventos.
- A-3.1: $H_{pr} = 15$ A/m a 100 Hz y $H_{loc} = 234$ A/m a 20 Hz (figura 4.15b), esta configuración presenta X eventos.
- A-3.2: $H_{pr} = 29$ A/m a 100 Hz y $H_{loc} = 234$ A/m a 20 Hz (figura 4.15b), esta configuración presenta X eventos.

En A-2.1, la pared PDi_2 se propaga en la dirección del campo H_{pr} para los primeros cuatro eventos. En el evento V, ambos campos H_{pr} y H_{loc} se invierten, y la pared antes de ser propagada, atraviesa la bobina local hasta ser detenida por el campo H_{pr} (figura 4.11a). Esto es posible gracias a dos factores. El primero, la conmutación del campo H_{loc} es mucho mas rápida que la de H_{pr} . El segundo, se debe a que intensidad del campo de propagación es muy baja (cerca del mínimo de 12 A/m), y la propagación

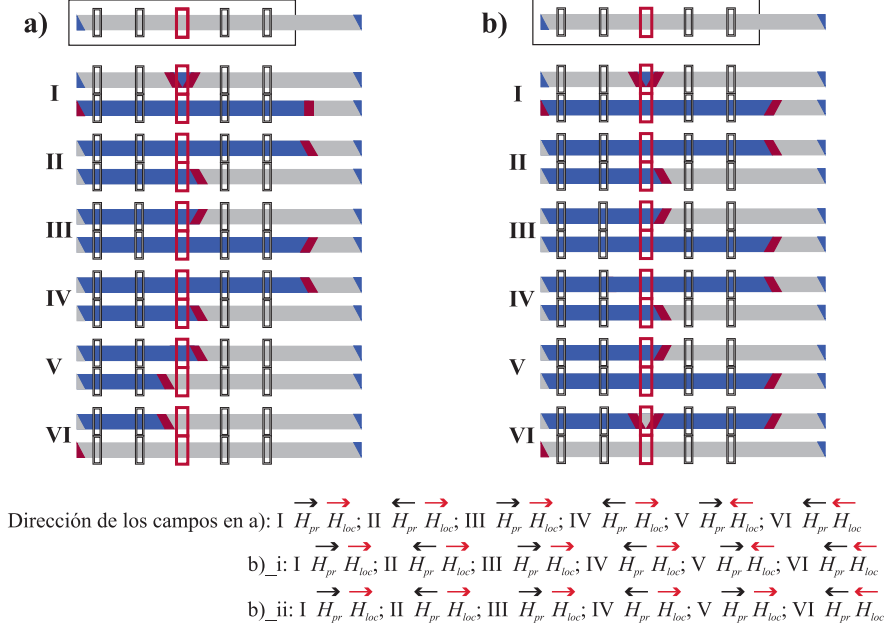


Figura 4.15: Movimiento de las paredes de dominio en el microhilo según las direcciones de los campos magnéticos aplicados. a) para A-2.1. b) corresponde a dos diferentes configuraciones. i) A-2.2 y ii) A-3.1 y A-3.2.

de la pared aun no es estable, propagándose con facilidad cuando H_{loc} se invierte. Por último en el sexto evento el microhilo regresa a su estado inicial de imanación remanente.

En A-2.2, A-3.1 y A-3.2, la pared PDi_2 se propaga en la dirección del campo H_{pr} , hasta que el campo H_{iny} es el máximo negativo en el evento VI (figura 4.14) y se inyectan nuevamente dos paredes de dominio. Los valores de H_{iny} en este evento, son de -249 y -263 A/m según el valor de campo H_{pr} usado. El evento VI es análogo al evento I, pero con la dirección del campo magnético invertido, es por esto que nuevamente se inyectan dos paredes, y el hilo queda imanado con su configuración inicial.

En la tabla 4.2 se resumen los datos correspondientes al movimiento de paredes, presentados en cada evento del grupo A.

A	H_{pr}	H_{loc}		Eventos									
				I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
1	29 A/m a 100 Hz	234 A/m a 50 Hz	+	263	205	-205	-263						
			#	2-1 3-4	4-3	—	2-1						
			*	1	0	0	0						
2.1	15 A/m a 100 Hz	234 A/m a 25 Hz	+	249	219	249	219	-219	-249	-219	-249		
			#	2-1 3-4	4-3	3-4	4-3	—	2-1	—	—		
			*	1	0	1	0	0	0	0	0		
2.2	29 A/m a 100 Hz	234 A/m a 25 Hz	+	263	205	263	205	-205	263	-205	-263		
			#	2-1 3-4	4-3	3-4	4-3	3-4	2-1 3-4	—	—		
			*	1	0	1	0	1	1	1	1		
3.1	15 A/m a 100 Hz	234 A/m a 20 Hz	+	249	219	249	219	249	-249	-219	-249	-219	-249
			#	2-1 3-4	4-3	3-4	4-3	3-4	2-1 3-4	—	—	—	—
			*	1	0	1	0	1	1	1	1	1	1
3.2	29 A/m a 100 Hz	234 A/m a 20 Hz	+	263	205	263	205	263	-263	-205	-263	-205	-263
			#	2-1 3-4	4-3	3-4	4-3	3-4	2-1 3-4	—	—	—	—
			*	1	0	1	0	1	1	1	1	1	1

Tabla 4.2: tabla para el grupo A(2)

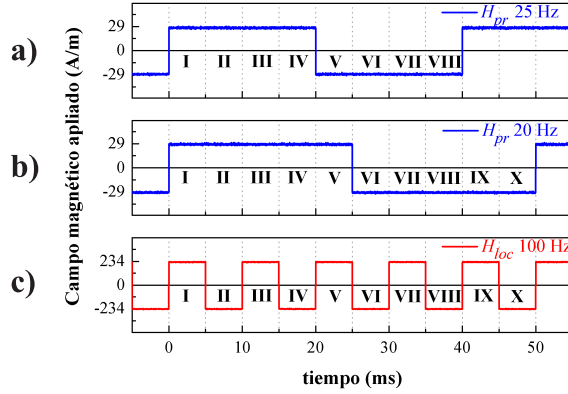
Grupo B ($H_{loc} = 100$ Hz)

Figura 4.16: Configuración de frecuencias del grupo B

Para este grupo, nuevamente el campo local es fijo en todas las medidas $H_{loc} = 234$ A/m, y se aplica un campo $H_{pr} = 29$ A/m, debido a la inestabilidad de la propagación a 15 A/m. En la figura 4.16 se presentan las formas de onda de y el número de eventos pertenecientes al grupo B. Las interpretaciones de la dirección del movimiento de las paredes, se muestra en la figura 4.17.

- B-2: $H_{pr} = 29$ A/m a 25 Hz y $H_{loc} = 234$ A/m a 100 Hz(figura 4.17a), esta configuración presenta VIII eventos.
- B-3: $H_{pr} = 29$ A/m a 20 Hz y $H_{loc} = 234$ A/m a 100 Hz(figura 4.17b), esta configuración presenta X eventos.

En B-2, como es de esperar debido a la configuración de frecuencias, y después de ser inyectadas y propagadas las dos paredes de dominio; la pared PDi_2 se queda en algún punto del microhilo fuera del solenoide primario

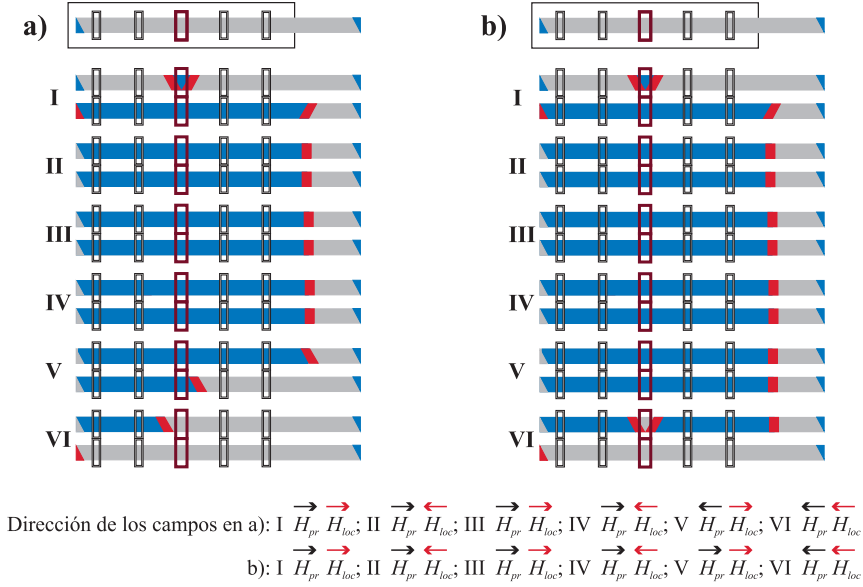


Figura 4.17: Movimiento de las paredes de dominio en el microhilo según las direcciones de los campos magnéticos aplicados. a) para B-2. b) para B-3.

(figura 4.17a). Sólo es en el evento V, donde ambos campos se invierten, y la pared PDi_2 se propaga en dirección $S4 \rightarrow S3$ hasta ser bloqueada por el dirección del campo H_{loc} . Nuevamente el estado inicial de imanación del microhilo, se restaura cuando el campo H_{loc} se invierte y la pared se propaga en dirección $S2 \rightarrow S1$ (evento VI figura 4.17a).

En B-3, nuevamente se tiene la pared PDi_2 en un punto del microhilo fuera del solenoide. Al igual que en las configuraciones correspondientes a la figura 4.15b, una vez se alcanza el valor de campo magnético máximo negativo (evento VI), se inyectan dos paredes de dominio y obteniéndose la imanación inicial del microhilo.

En la tabla 4.3 se resumen los datos correspondientes al movimiento de paredes, presentados en cada evento del grupo B.

4.3.3. Escritura y lectura de datos

En todas las combinaciones de frecuencias dadas en los grupos A y B, se ha mostrado, que el campo H_{loc} funciona como una válvula magnética, presentando dos estados: i) En el primer estado, si la dirección del campo H_{loc} se opone a la dirección de propagación de la pared, la válvula se considera cerrada, bloqueando el paso de la la pared. ii) En el segundo estado, si la dirección del campo H_{loc} es igual a la dirección de propagación de la pared, la válvula se considera abierta, y la pared continua propagándose sin obstrucciones.

En consecuencia, el uso de la inyección y propagación de paredes de dominio a bajo campo descrito anteriormente, no permite utilizar esta configuración como sistema de escritura y lectura de datos en el sistema binario o bits (1 o 0), teniendo en cuenta la dirección de propagación de la pared registrada por las bobinas secundarias. En la escritura de datos, es la dirección campo aplicado H_{dr} quien se encarga de hacerlo. De esta forma, el registro de la información o lectura, está dado por la dirección del movimiento de la pared de dominio, la cual es tomada de las *f.e.m.* inducidas durante la propagación de la pared PDi_2 . Visto de otra forma la lectura de información es el registro de la imanación parcial del microhilo al final de cada evento.

Un ejemplo del paso de la dirección de propagación de la pared a escritura por bits, se ha presentado en las filas (*) de las tablas 4.2 y 4.3. En las cuales, para el registro de la escritura en binario, se le asigna el valor de 1, a la pared PDi_2 que se propaga en dirección $S3 \rightarrow S4$; y el valor de 0, a la pared PDi_2 que se propaga en dirección $S4 \rightarrow S3$.

Para el caso en que se empieza un nuevo evento (cambio de la dirección del campo), y la pared de dominio no se propaga (por acción del campo H_{dr}), se mantiene el mismo valor del bit escrito en el evento anterior, repitiéndose el bit.

B	H_{pr}	H_{loc}		Eventos									
				I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
1	29 A/m a 50 Hz	234 A/m a 100 Hz	+	263	-205	205	-263						
			#	2-1 3-4	—	4-3	2-1						
			*	1	1	0	0						
2	29 A/m a 25 Hz	234 A/m a 100 Hz	+	263	-205	263	-205	205	-263	205	-263		
			#	2-1 3-4	—	—	—	4-3	2-1	—	—		
			*	1	1	1	1	0	0	0	0		
3	29 A/m a 20 Hz	234 A/m a 100 Hz	+	263	-205	263	-205	263	-263	205	-263	205	-263
			#	2-1 3-4	—	—	—	—	2-1 3-4	—	—	—	—
			*	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tabla 4.3: Tabla para el grupo B(2)

Bibliografía

- [1] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo. Propagation of a Magnetic Domain Wall in a Submicrometer Magnetic Wire. *Science*, 284:468, 1999.
- [2] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309:1688, 2005.
- [3] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320:190, 2008.
- [4] S. D. Bader and S. S. P. Parkin. Spintronics. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 1:71, 2010.
- [5] G. Hrkac, J. Dean, and D. A. Allwood. Nanowire spintronics for storage class memories and logic. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 369:3214, 2011.
- [6] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier, and R. P. Cowburn. Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register. *Science*, 296:2003, 2002.
- [7] D. A. Allwood, G. Xiong, and R. P. Cowburn. Domain wall diodes in ferromagnetic planar nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, 85:2848, 2004.
- [8] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, and R. P. Cowburn. Characterization of submicrometer ferromagnetic NOT gates. *J. Appl. Phys.*, 95:8264, 2004.
- [9] A. Himeno, T. Ono, S. Nasu, T. Okuno, K. Mibu, and T. Shinjo. Propagation velocity measurement of a magnetic domain wall in a submicron magnetic wire. *J. Magn. Magn. Mater.*, 272-276:1577, 2004.
- [10] G. S. D. Beach, M. Tsoi, and J. L. Erskine. Current-induced domain wall motion. *J. Magn. Magn. Mater.*, 320:1272, 2008.
- [11] X. Jiang, L. Thomas, R. Moriya, and S. S. P. Parkin. Discrete domain wall positioning due to pinning in current driven motion along nanowires. *Nano Lett.*, 11:96, 2011.

- [12] M. Hayashi, J. Ieda, Y. Yamane, J. Ohe, Y. K. Takahashi, S. Mitani, and S. Maekawa. Time-Domain Observation of the Spinmotive Force in Permalloy Nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 108:147202, 2012.
- [13] F. Beck, J. N. Rigue, and M. Carara. Effect of Electric Current on Domain Wall Dynamics. *IEEE Trans. Magn.*, 49:4699, 2013.
- [14] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono. Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk. *Nat. Mater.*, 6:269, 2007.
- [15] L. O'Brien, D. Petit, E. R. Lewis, R. P. Cowburn, D. E. Read, J. Sampaio, H. T. Zeng, and A.-V. Jausovec. Tunable Remote Pinning of Domain Walls in Magnetic Nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 106:087204, 2011.
- [16] J. H. Franken, M. A. van der Heijden, T. H. Ellis, R. Lavrijsen, C. Daniels, D. McGrouther, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Beam-Induced Fe Nanopillars as Tunable Domain-Wall Pinning Sites. *Adv. Funct. Mater.*, 24:3508, 2014.
- [17] J. Kostyk, R. Varga, and M. Vazquez. Single Domain Wall Propagation at Low Fields. *Acta Phys. Pol. A*, 126:30, 2014.
- [18] S. Da Col, S. Jamet, N. Rougemaille, A. Locatelli, T. O. Montes, B Santos Burgos, R. Afid, M. Darques, L. Cagnon, J. C. Toussaint, and O. Fruchart. Observation of Bloch-point domain walls in cylindrical magnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 89:180405, 2014.
- [19] Y. P. Ivanov, M. Vazquez, and O. Chubykalo-Fesenko. Magnetic reversal modes in cylindrical nanowires. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 46:485001, 2013.
- [20] H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Lostun, G. Ababei, and T.-A. Óvári. Magnetic behavior of rapidly quenched submicron amorphous wires. In *J. Appl. Phys.*, volume 107, page 09A301, 2010.
- [21] H. Chiriac, S. Corodeanu, M. Lostun, G. Stoian, G. Ababei, and T.-A. Óvári. Rapidly solidified amorphous nanowires. *J. Appl. Phys.*, 109:063902, 2011.
- [22] H. Chiriac, M. Lostun, G. Ababei, and T.-A. Óvári. Comparative study of the magnetic properties of positive and nearly zero magnetostrictive submicron amorphous wires. *J. Appl. Phys.*, 109:07B501, 2011.
- [23] M. Vazquez, H. Chiriac, A. Zhukov, L. Panina, and T. Uchiyama. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies. *Phys. Status Solidi A*, 208:493, 2011.
- [24] A. Zhukov, J. M. Blanco, M. Ipatov, A. Chizhik, and V. Zhukova. Manipulation of domain wall dynamics in amorphous microwires through the magnetoelastic anisotropy. *Nanoscale Res. Lett.*, 7:223, 2012.

-
- [25] Laurentiu Stoleriu, Ciprian Pinzaru, and Alexandru Stancu. Micromagnetic analysis of switching and domain structure in amorphous metallic nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, 100:122404, 2012.
 - [26] M. Vazquez, G. Basheed, G. Infante, and R. P. Del Real. Trapping and Injecting Single Domain Walls in Magnetic Wire by Local Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 108:037201, 2012.
 - [27] R. Varga, J. Torrejon, Y. Kostyk, K. L. Garcia, G. Infante, G. Badini, and M. Vazquez. Single-wall dynamics and power law in bistable magnetic microwires. *J. Phys. Condens. Matter*, 20:445215, 2008.
 - [28] H. Chiriac, M. Tibu, and T.-A. Óvári. Domain Wall Propagation in Nanocrystalline Glass-Coated Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 45:4286, 2009.
 - [29] T.-A. Óvári, M. Tibu, and H. Chiriac. Controlled Manipulation of Domain Walls in Amorphous Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 47:2838, 2011.
 - [30] V. Zhukova, J. M. Blanco, M. Ipatov, and A. Zhukov. Magnetoelastic contribution in domain-wall dynamics of magnetically bistable microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 47:3783, 2011.
 - [31] A. Zhukov, J. M. Blanco, A. Chizhik, M. Ipatov, V. Rodionova, and V. Zhukova. Manipulation of domain wall dynamics in amorphous microwires through domain wall collision. *J. Appl. Phys.*, 114:043910, 2013.
 - [32] A. Jimenez, R. P. del Real, and M. Vazquez. Controlling depinning and propagation of single domain-walls in magnetic microwires. *Eur. Phys. J. B*, 86:113, 2013.
 - [33] R. Varga, K. L. Garcia, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Single-domain wall propagation and damping mechanism during magnetic switching of bistable amorphous microwires. *Phys. Rev. Lett.*, 94:017201, 2005.
 - [34] G. Infante, R. Varga, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Locally induced domain wall damping in a thin magnetic wire. *Appl. Phys. Lett.*, 95:012503, 2009.
 - [35] R. Varga, Y. Kostyk, A. Zhukov, and M. Vazquez. Single domain wall dynamics in thin magnetic wires. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354:5101, 2008.

Parte II

Estudio de la fuerza electromotriz inducida durante la propagación de paredes de dominio

Capítulo 5

Voltaje inducido en los extremos del microhilo durante la propagación de paredes individuales

En este capítulo se estudia la variación de la componente M_ϕ de la imanación, bajo un campo aplicado axial H_z paralelo al eje del microhilo. Se resalta el análisis cualitativo de la f.e.m. inducida, para diferentes casos de propagación de paredes de dominio magnético. Además de los casos de propagación de paredes, se estudia el cambio de la f.e.m. inducida en los extremos de un hilo tratado térmicamente, para el cual se observa un cambio de pendiente en las curvas de velocidad de pared en función del campo aplicado $v(H)$. Por último, se propone un nuevo método de medida de la velocidad de propagación de paredes de dominio, usando la forma de las f.e.m. inducida entre los extremos del microhilo.

5.1. Introducción

Recientemente, con objeto de optimizar el desarrollo de dispositivos de alta velocidad de conmutación de lectura y escritura magnética en sistemas nanométricos [1, 2, 3], se viene investigando acerca de los fenómenos implicados en el movimiento de paredes de dominio, como *spin-transfer torque* o *f.e.m.* inducida por el movimiento de paredes [4, 5].

Desde el descubrimiento del efecto Wertheim a mediados del siglo XIX, y su reinterpretación por Skórski [6] conociéndose desde entonces como efecto Matteucci, se ha estudiado la diferencia de potencial que se induce entre los extremos de una muestra ferromagnética sometida a torsión. Esta *f.e.m.* es producto del cambio en la componente M_ϕ de la imanación como consecuencia de la torsión, bajo campos variables o constantes aplicados a largo del eje axial de la muestra.

La *f.e.m.* inducida durante la propagación de una única pared de dominio ha sido tratada en trabajos teóricos [7, 8] y experimentales [5, 9], realizados para muestras con dimensiones nanométricas. En algunos de ellos, se trata este fenómeno desde un punto de vista clásico, proponiendo una modificación a la *Ley de Faraday* ($\xi = -d\Phi/dt$) en donde la *f.e.m.* no es sólo el producto de la fuerza generada por la carga de los electrones, sino también de las fuerzas no conservativas debidas a la dirección del espín del electrón [7].

Por otro lado, se ha mostrado experimentalmente que no siempre se hace necesaria la aplicación de torsión para obtener una *f.e.m.* entre los extremos de la muestra [9]. Esto se debe a la presencia de una anisotropía helicoidal propia de la muestra.

En este capítulo, se presentan datos experimentales de la *f.e.m.* medida entre los extremos del microhilo, producida durante la propagación de una pared de dominio en microhilos no torsionados; para tal fin, se han empleado microhilos con magnetostricción positiva recubiertos de vidrio. Antes de entrar en el análisis de los resultados, es necesario estudiar el proceso de imanación y la distribución de la imanación en los microhilos, hasta expresar matemáticamente de forma general la *f.e.m.* inducida en el microhilo.

5.2. Proceso de Imanación

La rotación de los dominios magnéticos y el desplazamiento de paredes de dominio, son los mecanismos físicos que contribuyen a la imanación macroscópica $M(H)$. Por efecto del campo magnético, aparece un gradiente de energía potencial entre los dominios elementales, dando lugar a una presión efectiva que origina el corrimiento de las paredes. Simultáneamente se ejerce un par de fuerzas sobre la imanación que permite la rotación de los espines.

Los procesos de imanación se observan en las curvas de M_S en la dirección del campo aplicado. Donde la determinación de la imanación se efectúa a partir de la ley de inducción electromagnética, integrando la *f.e.m.* inducida, o determinando la fuerza ejercida por campos no homogéneos sobre el material imanado. Si la medida se realiza según la inducción electromagnética, con ayuda de un secundario que engloba un volumen V de la muestra, teniendo:

$$M = \frac{1}{V} \sum_i M_S V_i \cos \theta_i \quad (5.1)$$

donde M_S es la imanación de saturación, V_i es el volumen del dominio i -ésimo y θ_i es el ángulo que forma la imanación de saturación del dominio i -ésimo con el campo aplicado. La suma se extiende a todos los dominios contenidos en el volumen total V de la muestra.

Una variación del campo aplicado, origina una variación de la imanación total δ , de la forma:

$$M = \frac{1}{V} M_S \left[\sum_i \cos \theta_i \delta V_i + \sum_i V_i \delta \cos \theta_i \right] \quad (5.2)$$

donde el primer sumando del segundo miembro, representa la contribución del movimiento de paredes y el segundo sumando la contribución de la rotación de espines en el proceso de imanación [10].

5.3. Distribución de la imanación en un hilo

Los microhilos recubiertos de vidrio son materiales con una gran relación de aspecto, debido a su reducido diámetro (alrededor de unas decenas de micras) comparado con la longitud empleada en las medidas (decenas y centenas de milímetros según la técnica empleada).

Como se ha introducido, podemos considerar que los microhilos presentan dos componentes de imanación (figura 5.1a), que contribuyen a la imanación remanente. La componente axial de la imanación M_z paralela al eje del hilo, y la componente azimutal M_ϕ [11, 12].

La expresión general para la imanación en función del campo aplicado

$$M = xH \quad (5.3)$$

puede escribirse de forma matricial como:

$$\begin{bmatrix} M_z \\ M_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_{zz} & x_{z\phi} \\ x_{\phi z} & x_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_z \\ H_\phi \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

donde el tensor de susceptibilidades x se compone de cuatro términos que definen el comportamiento magnético de un microhilo. Para un hilo isótropo, el tensor de susceptibilidades presenta dos términos no nulos en su diagonal x_{zz} y $x_{\phi\phi}$. La aplicación de torsión hace que los términos no diagonales del tensor sean diferente de cero, de este modo, al aplicar un campo axial H_z , se observa una componente no nula de imanación circular M_ϕ , o bien, al aplicar un campo circular H_ϕ , se da lugar a una componente axial de imanación M_z [9].

En este capítulo se ha medido y analizado la *f.e.m.* inducida entre los extremos de la muestra, producto de la componente M_ϕ dependiente de la aplicación de un campo axial H_z en el microhilo, al propagarse una pared de dominio en ausencia de torsión sobre el microhilo.

La particular distribución de las tensiones internas en un microhilo recubierto de vidrio, hace que los términos no diagonales sean no nulos sin necesidad de que la muestra este sometida a deformaciones o torsiones, en el capítulo 6 se estudia con más detalle la influencia en la *f.e.m.* (proporcional a la componente M_ϕ de la imanación) producida por una torsión en

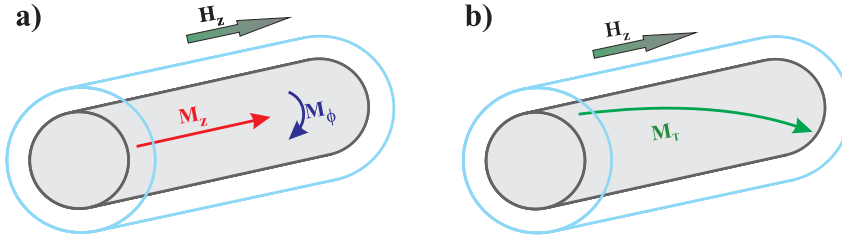


Figura 5.1: Componentes de la imanación de un microhilo cubierto de vidrio bajo un campo axial.

el microhilo. La aparición del término $x_{\phi z}$ indica que los microhilos cubiertos de vidrio poseen una torsión espontánea o anisotropía helicoidal [13], y su imanación espontánea se puede representar como la suma de sus dos componentes M_z y M_ϕ (figura 5.1); presente también en hilos ferromagnéticos torsionados, y en whiskers de hierro con orientación (111), debido a su anisotropía magnetocristalina [10].

En el desarrollo de este capítulo se ha usado el sistema experimental SMA-4 para las medidas de $v(H)$ y la componente M_ϕ de la imanación, en microhilos amorfos biestables, cuyas composiciones nominales y dimensiones son:

- $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ con diámetro del núcleo metálico de 14 μm , recubierto por 15.5 μm de Pyrex.
- $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$ con diámetro del núcleo metálico de 24 μm , recubierto por 2 μm de Pyrex.

5.4. Determinación de la imanación circular de un microhilo

Para recoger la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo, se hace necesario utilizar el microhilo como muestra y bobina secundaria; ya que no

es posible construir una bobina con dimensiones tales para recoger el flujo magnético azimutal en el microhilo ($d\Phi_\phi/dt$), producido por la propagación de una pared de dominio, se ha realizado un contacto eléctrico en cada extremo del microhilo, midiendo así la *f.e.m.* debida al cambio de flujo azimutal durante la propagación de la pared.

La estructura de dominios en un microhilo de magnetostricción positiva, es ocasionada por la interacción magnetoelástica de los momentos magnéticos con una distribución de la tensión entre el núcleo metálico y el recubrimiento de vidrio, debido a la fabricación del microhilo [14, 15, 16]. Si se considera el dominio axial del microhilo y los dominios radiales externos, la contribución al cambio de flujo $d\Phi_\phi/dt$, se puede representar en la figura 5.2 como la rotación de los espines al propagarse la pared de dominio y cambiar el estado de la imanación remanente del microhilo.

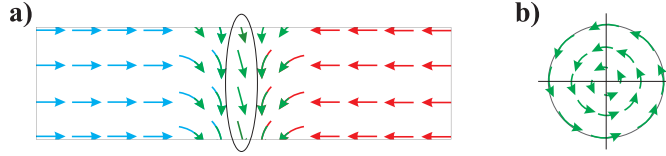


Figura 5.2: a) Corte longitudinal y b) corte transversal de los espines al propagarse la pared de dominio entre dos dominios magnéticos.

Para llegar a una expresión de la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo, partiremos de la ecuación de flujo magnético Φ_ϕ recogido entre los extremos del hilo.

$$\Phi_\phi = \int_S \vec{B}_\phi \cdot d\vec{S} \quad (5.5)$$

donde Φ_ϕ es el flujo de campo en la dirección azimutal del microhilo y B_ϕ es el campo en dicha dirección, el cual es igual a

$$B_\phi = \mu_0 M_\phi + \mu_0 H_\phi \quad (5.6)$$

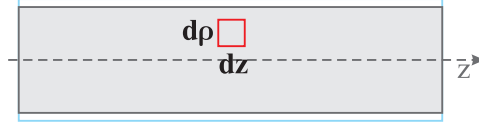


Figura 5.3: Corte longitudinal del microhilo y diferencial de superficie de lados $d\rho$ y dz .

reemplazando 5.6 en 5.5, y tomando como elemento diferencial ds un cuadrado de lados $d\rho$ y dz mostrado en la figura 5.3, tenemos la expresión:

$$\Phi_\phi = \mu_0 \int_0^r \int_0^l M_\phi d\rho dz + \mu_0 \int_0^r \int_0^l H_\phi d\rho dz \quad (5.7)$$

donde el flujo magnético azimuthal dentro del microhilo viene dado por:

$$\Phi_\phi = \mu_0 r l M_\phi + \mu_0 \frac{I l}{8\pi} \quad (5.8)$$

donde r es el radio del núcleo metálico del microhilo, l es la longitud del microhilo e I es la pequeña corriente que pasa a través el hilo al medir la *f.e.m.* en el osciloscopio (considerando que dicha corriente exista). Aplicando de *ley de Faraday*, tenemos la expresión general para la diferencia de potencial inducida en los extremos del microhilo:

$$\xi = -\frac{d\Phi_\phi}{dt} = -\mu_0 \left[r l \frac{dM_\phi}{dt} + \frac{l}{8\pi} \frac{dI}{dt} \right] \quad (5.9)$$

La ecuación 5.9, es una expresión general de la diferencia de potencial medida entre los extremos del microhilo; sin embargo, dicha ecuación presenta un gran problema respecto a cómo es la dependencia del cambio de la componente azimuthal de la imanación respecto al tiempo (dM_ϕ/dt). En el capítulo 6 se aborda dicho problema. En este capítulo nos centraremos en el estudio de dicha *f.e.m.*, relacionando su forma con los diferentes procesos que abarcan la dinámica de paredes de dominio en microhilos.

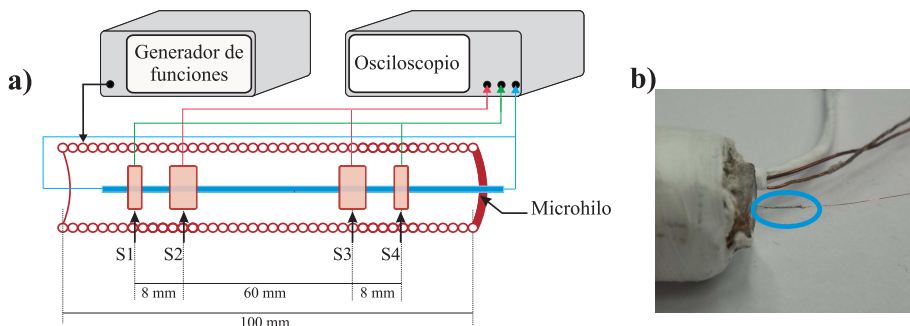


Figura 5.4: a) Sistema de medida compuesto por un solenoide primario, el cual aplica un campo homogéneo H_{pr} ; cuatro bobinas secundarias que registran la dirección y la velocidad de propagación de la pared de dominio, dos contactos eléctricos a cada lado del microhilo. b) Contacto eléctrico entre un extremo del núcleo metálico del microhilo y un alambre de cobre de $50 \mu\text{m}$, soldados con pintura de plata.

5.5. Identificación de una única pared de dominio

La posición del microhilo dentro del solenoide primario se muestra en la figura 5.4a, de forma tal que el microhilo está asimétrico respecto al solenoide. Dicha posición favorece el desenganche de una única pared de dominio, y se produce al aplicar un campo magnético H_z a lo largo del eje del microhilo. Esta pared se desengancha desde el extremo del microhilo situado en el interior del solenoide (extremo izquierdo del microhilo), y se propaga hasta el extremo opuesto. La dirección de la propagación se identifica por el correcto orden en las *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias ($S1 \rightarrow S2 \rightarrow S3 \rightarrow S4$ según el orden de la bobinas presentado en la figura 5.4a) cuando la pared de dominio pasa entre ellas.

Adicionalmente se ha removido el recubrimiento de vidrio en los extremos del microhilo, con el fin de obtener dos contactos eléctricos entre el núcleo metálico y dos alambres de cobre de $50 \mu\text{m}$. Para hacer un buen contacto eléctrico se ha usado pintura de plata, soldando cada alambre de

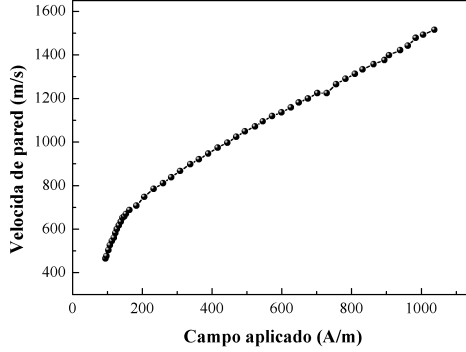


Figura 5.5: Velocidad de propagación de una pared estándar en función del campo aplicado.

cobre a los extremos del microhilo como se muestra en el ovalo azul en la figura 5.4b. Los dos alambres se conectan a un osciloscopio registrando así la diferencia de potencial en el microhilo; si el microhilo es de diámetro metálico inferior a $15\text{ }\mu\text{m}$ se hace necesario amplificar la *f.e.m.* antes de llevarla al osciloscopio.

En la figura 5.5 se muestra la velocidad de propagación de una única pared de dominio, medida en un microhilo amorfo biestable de composición nominal $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$. La secuencia de las *f.e.m.* inducidas en las distintas bobinas secundarias para cada valor de campo magnético aplicado, nos permite determinar usualmente la dirección de propagación de una única pared de dominio. La velocidad de la pared se determina a partir del intervalo de tiempo entre dichas *f.e.m.* [17, 18]. En el sistema experimental *SMA-4*, la velocidad de la pared se calcula a partir de la diferencia de tiempo entre las bobinas secundarias S2 y S3 (figura 5.6a). En el desarrollo de este capítulo, se propone usar la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo debida a la componente M_ϕ de la imanación, como método alternativo para identificar los diferentes estados de la dinámica de una pared de dominio.

En la figura 5.6a, se muestran todas las *f.e.m.* medidas durante la propagación de una pared para un campo magnético axial aplicado $H = 143\text{ A/m}$.

Las señales en color rojo y verde corresponden a las bobinas conectadas en serie-oposición. La señal en color rojo corresponde a las bobinas ubicadas más al interior del sistema, S2 (negativa) y S3 (positiva); la señal en color verde corresponde a los solenoides S1 (negativa) y S4 (positiva), en los cuales el voltaje es menos intenso debido a que tienen menor longitud y menor número de vueltas que las bobinas S2 y S3. En las figuras 5.6a y b, La señal en color azul muestra el voltaje inducido entre los extremos de la muestra durante la propagación de una pared de dominio.

La forma de la *f.e.m.* inducida en la bobina S1 es de intensidad baja y presenta un doble pico, el cual está relacionado con la posición del extremo del microhilo respecto a S1 (el extremo del microhilo está muy cerca de la bobina S1), y con la terminación del extremo del microhilo (núcleo metálico sin recubrimiento de vidrio). El núcleo sin recubrimiento se comporta como un gran defecto estructural y el gradiente de tensiones entre el núcleo sin vidrio y con recubrimiento de vidrio, hace que el desenganche y movimiento de la pared sea fraccionado en este segmento de hilo, respecto al desenganche que presenta un microhilo con el núcleo recubierto en el extremo [19, 20].

De la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo (en azul), se observan tres secciones claramente diferenciables (figura 5.6b); de las cuales se resaltan dos picos intensos, mostrados en la primer y última sección. En la primer sección, el pico observado coincide en tiempo con la señal en el solenoide secundario S1 (*f.e.m.* verde negativa en la figura 5.6a), e indica que este incremento de voltaje se debe a la formación y desenganche de la pared de dominio en el extremo del microhilo ubicado dentro del solenoide y cerca de S1. A partir de este incremento de voltaje y usando el valor de la resistencia del microhilo $R = 858 \, \Omega$, es posible calcular la contribución máxima de la corriente a la *f.e.m.* en el segundo término de la ecuación 5.9. Obteniéndose así, que el valor máximo de la *f.e.m.* (correspondiente al desenganche de la pared) debido a la contribución de la corriente en el microhilo es de 12.3 pV. Este valor es muy pequeño comparado con el voltaje máximo registrado en la sección I (0.4 mV) de las figuras 5.6a y b. Teniendo en cuenta la baja contribución de la corriente a la *f.e.m.* inducida durante la propagación de una pared de dominio, dicha corriente se puede despreciar para efectos de nuestras medidas

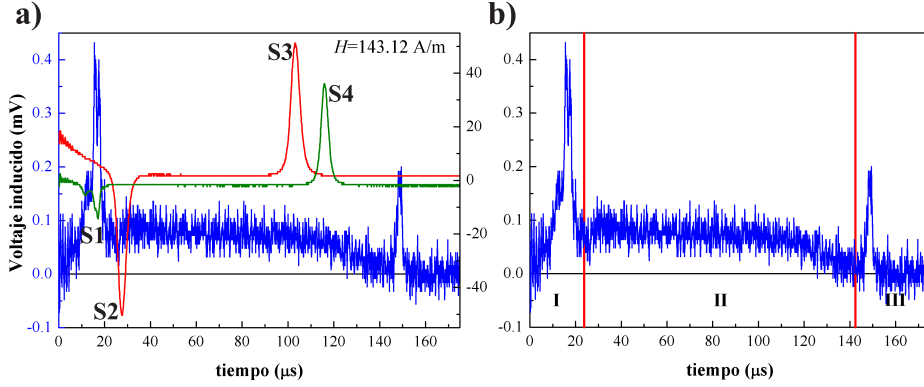


Figura 5.6: *f.e.m.* inducidas durante la propagación de una única pared de dominio en un microhilo de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$: a) En las bobinas secundarias, en rojo para S2 y S3; y en verde para S1 y S4. a) y b) En azul, para la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo.

Una vez se forma y desengancha la pared, esta se mueve con velocidad constante a lo largo del hilo (sección II desde S1 hasta S4 en la figura 5.6b), y la *f.e.m.* de la propagación se mantiene constante durante todo el movimiento [18, 21, 22]. Debido a que dicha diferencia de potencial es constante y por ende la corriente que atraviesa el microhilo también lo es, el segundo término de la ecuación 5.9 asociado a la variación de la corriente en el tiempo, se hace cero. Por lo tanto, la *f.e.m.* medida entre los extremos del microhilo y debida a la propagación de la pared queda expresada por:

$$\xi = -\mu_0 r l \frac{dM_\phi}{dt} \quad (5.10)$$

donde la *f.e.m.* registrada mientras la pared se propaga a velocidad constante sólo depende de la variación temporal de la componente azimutal de la imanación.

Por último, en la parte final de la sección II, el voltaje inducido en el microhilo disminuye gradualmente al pasar la secundaria S4. Esta pérdida

de intensidad en el voltaje inducido se asocia a la caída de la velocidad de la pared, producida por la disminución en la intensidad del campo magnético en los extremos y fuera del solenoide primario [23]. El segundo incremento de voltaje de la *f.e.m.* observado en la sección III, se forma tiempo después de que la pared reduce su velocidad, y se atribuye al enganche final de la pared en el extremo del hilo situado fuera del solenoide. Dicho incremento de voltaje se atribuye a la reordenación de los espines al formar el dominio de cierre.

Los incrementos de voltaje inducidos en el microhilo, durante los procesos de formación-desenganche (sección I) y enganche (sección III) de una pared, indican en términos de energía, que las paredes de dominio se desplazan en presencia de barreras de potencial [23, 16] y el material se considera no homogéneo.

En los extremos del microhilo donde los dominios de cierre son muy estables, se considera que el microhilo tiene dos grandes pozos de potencial [21, 24, 25, 26]. Al intentar ordenar los espines de los dominios de cierre en la dirección del campo magnético aplicado, estos giran incrementando el flujo magnético en la dirección azimutal de la muestra, representándose como una subida rápida en la *f.e.m.*, la cual es proporcional a M_ϕ .

5.6. Identificación del desenganche de una pared desde cada extremo del microhilo

Hasta el momento se ha mostrado cómo el voltaje inducido en los extremos de un microhilo, se asocia a la presencia de una única pared de dominio. En esta sección y en las siguientes se estudia con más detalle la forma de dicha *f.e.m.*, y cómo es su cambio durante la propagación de múltiples desenganches de paredes de dominio de forma simultánea.

Las medidas de las *f.e.m.* se realizaron en función de la longitud del segmento del microhilo introducido en el solenoide primario; para un microhilo de composición nominal $Fe_{72,5}Si_{12,5}B_{15}$, y 100 mm de longitud, bajo un campo magnético aplicado fijo de 86.77 A/m.

En los numerales a y c pertenecientes a las figuras 5.7 y 5.8, se muestra la

posición relativa del microhilo respecto al solenoide primario, y la dirección de propagación de las paredes. En los numerales b y d se muestran las *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias (verde y rojo) y entre los extremos del microhilo (azul) para las paredes propagadas. La información de la dirección de propagación y el número de paredes propagadas se extrae de la secuencia de las *f.e.m.* inducidas en las secundarias.

En el primer caso estudiado (figura 5.7a), el microhilo está dispuesto de forma asimétrica respecto al sistema, con el extremo derecho que sobresale 10 mm del solenoide primario. Se desengancha así una pared de dominio PD_1 desde el extremo del hilo (a la izquierda) situado al interior del sistema, y ésta se propaga en dirección $S1 \rightarrow S4$ debido al campo magnético aplicado. En la figura 5.7b se muestran las *f.e.m.* inducidas durante la propagación de una única pared de dominio PD_1 . El código de colores en las *f.e.m.* es igual al usado en las figuras 5.6a y b, para las cuales, las *f.e.m.* en las bobinas secundarias $S1$ - $S4$ se representan en color verde, $S2$ - $S3$ en rojo, y la *f.e.m.* entre los extremos del microhilo en azul.

Con el propósito de desenganchar una segunda pared desde el extremo opuesto (a la derecha del microhilo), se ha introducido 7 mm más el microhilo en el sistema. Se desengancha así una pared de dominio desde cada extremo del microhilo (figura 5.7c): i) La primer pared (PD_1), es la desenganchada desde el extremo del hilo situado al interior del solenoide, y se propaga en la dirección $S1 \rightarrow S2$ (*f.e.m.* verde y roja negativas en la figura 5.7d). ii) La segunda pared (PD_2), es la desenganchada en el extremo opuesto del microhilo que se encuentra a 3 mm sobresaliendo del solenoide, y se propaga en la dirección $S4 \rightarrow S3$ (*f.e.m.* verde roja positivas). De este modo, en la figura 5.7d, se puede observar la inversión de las *f.e.m.* en las bobinas $S4$ y $S3$ ($S4$ antes que $S3$), que ponen de manifiesto el desenganche y desplazamiento de la segunda pared.

De la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo durante la propagación de la pared PD_1 mostrada en la figura 5.7b, se ha calculado la velocidad de propagación de la pared. El tiempo de la propagación de la pared, es el transcurrido entre las *f.e.m.* de las bobinas $S2$ y $S3$ (separadas 0.06 m) es de $t = 48.24 \mu s$; por lo cual, la pared PD_1 se propaga a una velocidad $v = 1243 \text{ m/s}$. Teniendo en cuenta dicha velocidad y que no se

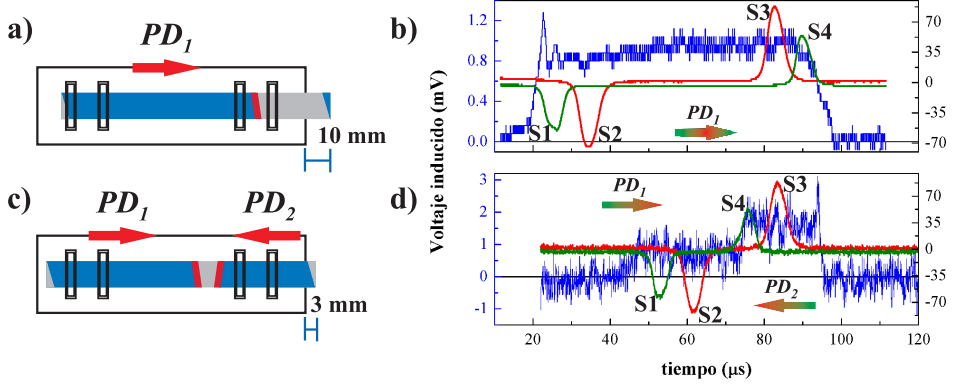


Figura 5.7: a) y c) Posición del microhilo y dirección de propagación de las paredes de dominio. b) Propagación de la pared PD_1 en la dirección $S1 \rightarrow S4$. d) Propagación de las paredes PD_1 en dirección $S1 \rightarrow S2$ y PD_2 en dirección $S4 \rightarrow S3$.

varia el campo magnético aplicado, se ha calculado la distancia recorrida por las paredes PD_1 y PD_2 en la figura 5.7d. A partir de la *f.e.m.* entre los extremos del microhilo, se ha medido el tiempo de propagación de las dos paredes; siendo para la pared PD_1 un tiempo $t_1 = 52.72 \mu s$, y para la pared PD_2 un tiempo $t_2 = 21.08 \mu s$. Por consiguiente, las paredes PD_1 y PD_2 recorren una distancia de 0.066 m y 0.026 m respectivamente antes de aniquilarse; esta distancia la recorren las paredes desde los extremos correspondientes del microhilo.

Estas dos paredes inducen un voltaje de 0.8 mV cada una; por esta razón, el valor medio del segundo escalón en la *f.e.m.* entre los extremos del hilo (figura 5.7d) es de de 1.6 mV. Estos resultados concuerdan con la cuantificación de múltiples paredes de dominio medidas en nanotiras litografiadas [27], para las cuales, se determina el número de paredes propagadas según el número de escalones que presenta la medida de resistencia en la muestra $R(H)$.

En la figura 5.8a, el microhilo es introducido totalmente en el solenoide, de forma tal que la propagación de PD_2 se ve favorecida, y las dos paredes de dominio se propagan casi simultáneamente. Las *f.e.m.* inducidas en el par de secundarias S4 y S3 (positivas) aparecen primero que las correspondientes para S1 y S2 (negativas en la figura 5.8b), indicando que la pared PD_2 se desengancha y propaga antes que la pared PD_1 . La *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo no presenta un escalón notorio que indique la presencia de las dos paredes, esto se debe a que las paredes recorren casi la misma distancia, hasta encontrarse en el centro del sistema y aniquilarse. Sin embargo, el valor del voltaje es nuevamente el doble del que presenta una sola pared de dominio, mostrando nuevamente la presencia de las dos paredes.

Para determinar el punto en el cual se aniquilan las dos paredes de dominio, se ha tomado las velocidades de propagación de las dos paredes, iguales a la calculada para una pared de dominio en la figura 5.7b; ya que la propagación de las paredes se efectúa bajo el mismo valor de campo magnético aplicado. De la *f.e.m.* medida entre los extremos del microhilo en la figura 5.8b, se puede medir el instante en el que PD_1 y PD_2 se aniquilan, siendo este para $t = 82.36 \mu s$. Tomando como referencia el tiempo que tardan las pares desde las *f.e.m.* en las bobinas S2 y S3 hasta el punto en el que aniquilan, las distancias recorridas por las dos paredes son: i) La pared PD_2 tarda un tiempo $t_2 = 24.48 \mu s$ tomado desde la *f.e.m.* de la bobina S3. ii) La pared PD_1 , tarda un tiempo $t_1 = 18.16 \mu s$ tomado desde la *f.e.m.* de la bobina S2.

A partir de estos tiempos, las distancias recorridas por las paredes PD_1 y PD_2 desde los secundarios S2 y S3 son 0.0226 m y 0.0304 m respectivamente. Teniendo en cuenta que la distancia entre estos secundarios es de 0.06 m, las paredes se aniquilan a 0.0261 m desde la bobina S2. Por otro lado, el tiempo de aniquilación de las paredes PD_1 y PD_2 es $t_a = 4.84 \mu s$; el cual se mide en la caída a cero que presenta la *f.e.m.* desde los 82.36 μs (figura 5.8b).

Por último, el microhilo se introducido más en el sistema de medida, de forma tal que en la figura 5.8c el extremo izquierdo del microhilo sobresale 10 mm del solenoide primario. Como es de esperar se propaga una única

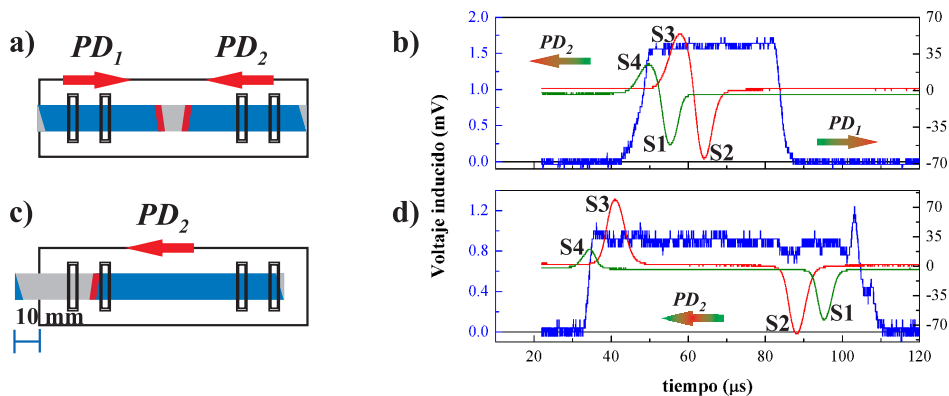


Figura 5.8: a) y c) Posición del microhilo y dirección de propagación de las paredes de dominio. b) Propagación de las paredes PD_2 en dirección S4→S3 y PD_1 en dirección S1→S2. d) Propagación de la pared PD_2 en la dirección S4→S1.

pared (PD_2), ahora en la dirección S4→S1, como lo indica el orden de las *f.e.m.* en las secundarias, mostrado en la figura 5.8d. La forma y el voltaje medio de la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo es similar a la presentada en la figura 5.7b; y para este caso, se observa un pico de voltaje al finalizar la propagación de la pared de dominio. La forma e intensidad de dicho pico es similar a la mostrada en la figura 5.7b para la formación-desenganche de la pared PD_1 . Dándonos información del estado del contacto eléctrico y/o del extremo izquierdo del microhilo; el cual sugiere que el dominio de cierre en dicho extremo es mayor que el presentado en el extremo opuesto.

5.7. Identificación de múltiples paredes de dominio

Hasta el momento, se ha mostrado cómo a partir del voltaje inducido entre los extremos del microhilo, se puede determinar la propagación de una y

dos paredes de dominio, teniendo como referencia el valor de voltaje inducido perteneciente a una única pared de dominio. En esta sección se identifica, además de la pared desganchada desde uno de los extremos, la propagación de múltiples paredes desganchadas desde un defecto estructural ubicado a lo largo del hilo.

Para tal propósito, nuevamente se ha empleado el sistema de medida *SMA-4* para medir las *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias. El estudio se ha realizado en un microhilo de composición $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ y 100 mm de longitud, con un gran defecto estructural (doblez) en el centro, como se muestra en la figura 5.9a. Todas las medidas se efectuaron aplicando un campo magnético axial homogéneo de 153.19 A/m, y tomándose como variable la posición del hilo o el defecto respecto al solenoide primario.

Las figuras de la 5.10 a la 5.13 muestran la evolución de la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo, respecto a su posición dentro del solenoide. El código de colores para las *f.e.m.* es igual al usado a lo largo de este capítulo, donde las *f.e.m.* en las bobinas S1 y S4 son de color verde, en S2 y S3 de color rojo y entre los extremos del microhilo de color azul; además, las señales en S1-s2 son negativas y en s3-s4 positivas.

Las medidas se han realizado partiendo de la posición del microhilo totalmente fuera del sistema (figuras 5.9b y 5.10a). Las *f.e.m.* mostradas

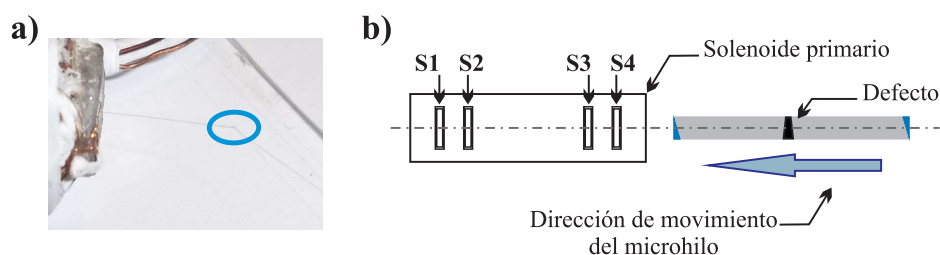


Figura 5.9: a) Fotografía de un microhilo introducido en el solenoide primario, donde se resalta un doblez en el centro del microhilo. b) Sistema de medida y posición del defecto en el microhilo.

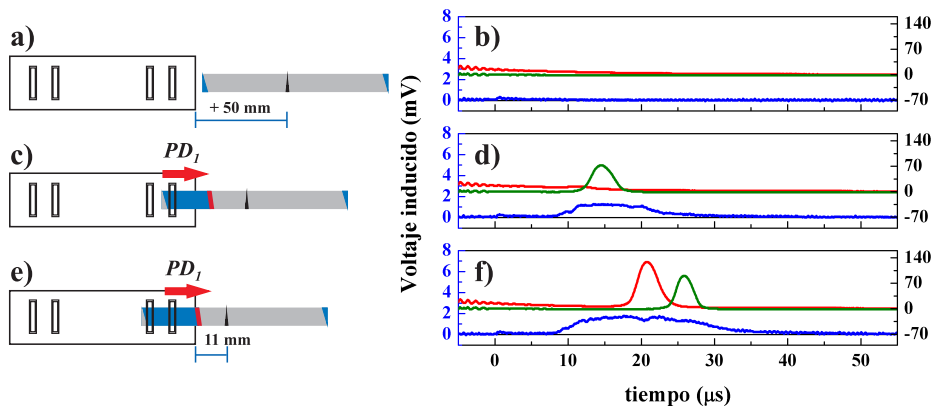


Figura 5.10: a), c) y e) Posición del microhilo en el sistema y dirección de movimiento de las paredes. b), d) y f) *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias y entre los extremos del microhilo.

en la figura 5.10b corresponden a la inducción en las bobinas secundarias y entre los extremos de la muestra, cuando el microhilo está en ausencia de campo magnético. Comprobando que solo se tiene un voltaje inducido en las bobinas y los extremos del hilo, al introducir el microhilo dentro del solenoide primario.

Al introducir parcialmente el microhilo en el solenoide primario (figura 5.10c), se puede observar la *f.e.m.* inducida en el secundario S4 (figura 5.10d) al propagarse la pared de dominio PD_1 desde el extremo del microhilo y cruzar el solenoide.

En la figura 5.10e, se introduce el microhilo hasta que el defecto se encuentra a 11 mm del borde del solenoide primario. Detectándose la pared PD_1 al pasar a través de los secundarios $S4 \rightarrow S3$ (figura 5.10f). Del voltaje inducido entre los extremos del hilo se destacan dos características: i) Dicha *f.e.m.* se induce primero que las señales en las bobinas secundarias, indicando que la pared PD_1 se propaga tiempo antes de cruzar las secundarias S3 y S4. ii) Se deduce que la pared de dominio sigue propagándose fuera del

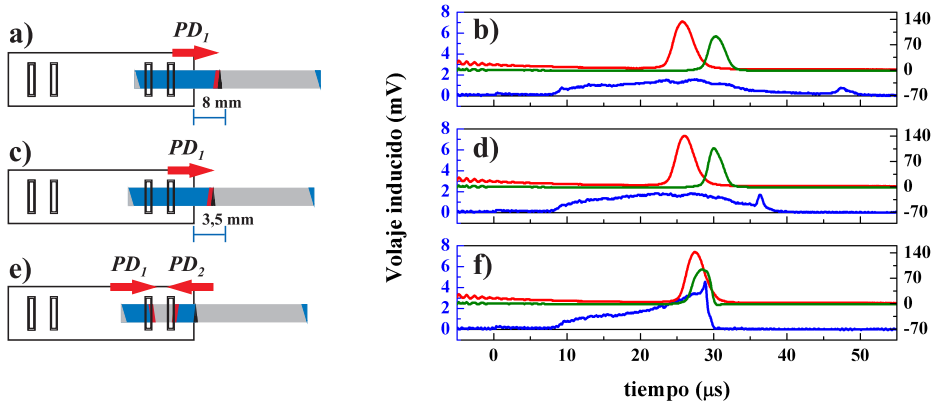


Figura 5.11: a), c) y e) Posición del microhilo en el sistema y dirección de movimiento de las paredes. b), d) y f) *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias y entre los extremos del microhilo.

campo magnético constante hasta detenerse, sin llegar al extremo opuesto del hilo como se mencionó en las secciones 5.5 y 5.6.

En la figura 5.11a se ha introducido el microhilo hasta que el defecto se encuentra a una distancia de 8 mm respecto del borde del solenoide. En la figura 5.11b, se puede observar un pico en la *f.e.m.* medida entre los extremos del hilo, después de que la pared PD_1 sale de la región de campo magnético homogéneo (fuera del solenoide primario). La posición de dicho incremento de voltaje, es muy similar al pico registrado en la sección 5.5 para el enganche de una pared de dominio en el extremo del microhilo situado fuera del solenoide; en este caso, la pared PD_1 se engancha en el defecto que se encuentra a 8 mm del solenoide.

Para comprobar que este incremento de voltaje se debe al enganche de la pared PD_1 en el defecto, se ha introducido el microhilo hasta que la distancia entre el defecto y el solenoide primario es de 3.5 mm (figura 5.11c). En la figura 5.11d, se puede observar que el pico de voltaje en la *f.e.m.* inducida entre los extremos del hilo, se desplaza a la izquierda en una

región donde la pared se mueve a mayor velocidad, debido a que el campo magnético es más intenso. La forma del pico también cambia, siendo esta vez mas delgado e intenso respecto al mostrado en la figura 5.11b.

En la figura 5.11e, se ha introducido el microhilo de modo que el defecto se encuentra justo en el extremo derecho solenoide primario. En la figura 5.11f, se puede observar que las *f.e.m.* inducidas en las secundarias S3 y S4, están casi sobrepuestas. Esto nos indica, que para esta posición se propagan al menos dos paredes de dominio que se mueven en direcciones opuestas. La primer pared PD_1 , es la desenganchada desde el extremo a la izquierda del microhilo, y solo cruza el secundario S3 (*f.e.m.* roja). La segunda pared PD_2 , es la desenganchada desde el defecto del hilo, y solo cruza el secundario S4 (*f.e.m.* verde). En la *f.e.m.* inducida entre los extremos del hilo, se puede observar un incremento de voltaje desde aproximadamente 1.8 mV hasta 3.6 mV; que coincide con el comportamiento observado en la sección 5.6 para la propagación de dos paredes de dominio. Este voltaje cae rápidamente indicando el momento en que se aniquilan las dos paredes, en un punto entre las secundarias S3 y S4.

De la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo en la figura 5.11f, se observa que la formación-desenganche de la pared PD_2 no es inmediata y tarda un tiempo de 9.36 μ s en empezar a desplazarse. Esto se debe posiblemente a que el defecto se encuentra en una región de campo magnético con intensidad baja.

Una vez tenemos el defecto dentro del solenoide primario, es muy difícil controlar su posición exacta. Esto se debe a que el sistema de bobinas secundarias no esta alineado simétricamente respecto al solenoide primario. Por esta razón los esquemas que indican la posición de la muestra se basan en las *f.e.m.* inducidas en las secundarias.

En la figura 5.12a el defecto se encuentra muy cerca de la secundaria S4, entre S4 y el extremo derecho del solenoide. Por consiguiente las *f.e.m.* inducidas en las secundarias S3 y S4, están invertidas respecto al orden mostrado en las figuras 5.11b y d (*f.e.m.* en S4 antes que en S3); indicando que la segunda pared PD_2 cruza las secundarias antes que la pared PD_1 , debido a que estas se aniquilan. La *f.e.m.* entre los extremos del hilo, nuevamente presenta el escalón en el voltaje inducido mostrando que se tiene

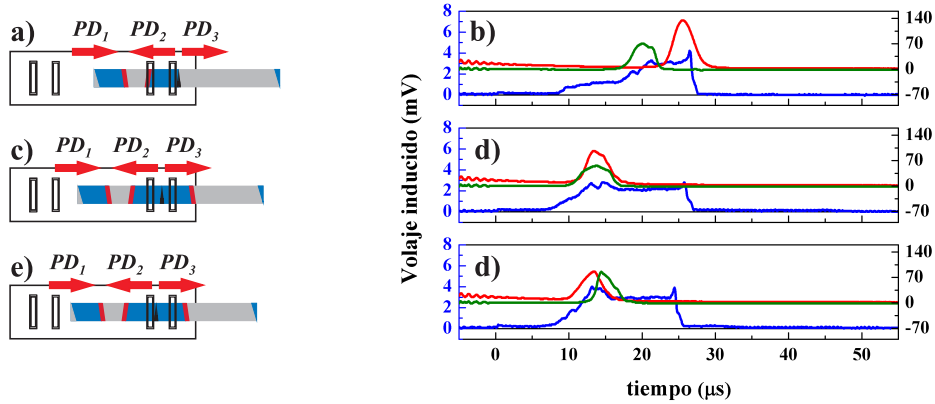


Figura 5.12: a), c) y e) Posición del microhilo en el sistema y dirección de movimiento de las paredes. b), d) y f) *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias y entre los extremos del microhilo.

dos paredes durante la medida; y el tiempo de formación-desenganche de PD_2 se reduce a 4.48 μs .

Desplazando cuidadosamente el microhilo hacia la izquierda, se puede posicionar el defecto simétricamente entre las bobinas S3 y S4 (figura 5.12c). Ahora el defecto se encuentra en una región del solenoide primario con campo magnético homogéneo; en este caso, se pueden desenganchar desde el defecto dos pares de dominio, una HH y la otra TT que se propagan en direcciones opuestas, teniendo de esta manera un total de tres pares desenganchados simultáneamente.

En la figura 5.12d, se puede observar cómo las paredes desenganchadas desde el defecto PD_2 y PD_3 cruzan al mismo tiempo las secundarias S3 y S4 respectivamente, viéndose sus *f.e.m.* superpuestas. Sólo la pared PD_3 se propaga hasta detenerse en el segmento de hilo que se encuentra fuera del solenoide primario, mientras que las otras dos paredes (PD_1 y PD_2) se aniquilan en un punto intermedio. Aunque en la *f.e.m.* inducida entre los extremos del hilo no se aprecien claramente tres incrementos de voltaje

referentes a las tres paredes, sí se puede ver un muy pequeño aumento de voltaje en $t = 12 \mu\text{s}$, el cual podría atribuirse a la presencia de una tercera pared.

En la figura 5.12e, el microhilo se introduce 1 mm; y en la figura 5.12f, se muestra una simetría en las secundarias S3 y S4; para los cuales la pared PD_2 cruza la secundaria S3, antes de que la pared PD_3 pase por la secundaria S4.

Esta vez aunque nuevamente no muy intenso se ve un incremento del voltaje entre $t = 12 \mu\text{s}$ y $t = 15 \mu\text{s}$, para la *f.e.m.* inducida entre los extremos del hilo. Aunque no es muy evidente se puede resaltar un voltaje muy pequeño que se hace cero, después de que las paredes PD_1 y PD_2 se aniquilan. Nuevamente, este voltaje podría indicar que la pared PD_3 se mueve en una región de campo de intensidad baja, ubicada fuera del primario.

El tiempo de aniquilación de las paredes PD_1 y PD_2 obtenido en las figuras 5.12b, d y f es de $1.16 \mu\text{s}$, $1.24 \mu\text{s}$ y $1.28 \mu\text{s}$ respectivamente. Estos tiempos de aniquilación son muy cortos e inferiores al presentado en la sección 5.6.

Para la figura 5.13a, el microhilo se introduce en el solenoide hasta que el defecto que se encuentra situado entre las secundarias S3 y S4 queda junto a la S3. En esta posición, al desengancharse la pared PD_2 atraviesa la bobina secundaria S3, y la pared PD_3 cruza después la secundaria S4 como se muestra en la figura 5.13b; al igual que se muestra en la figura 5.12f; posteriormente las paredes PD_1 y PD_2 se aniquilan.

Se hace necesario comprobar que las *f.e.m.* inducidas en las secundarias S3 y S4 de la figura 5.13b corresponden a la propagación de las paredes PD_2 y PD_3 . Para esto, se ha introducido el microhilo hasta que el extremo izquierdo, sobrepase la secundaria S2 (figura 5.13c). Las *f.e.m.* en las secundarias S2 y S3 en la figura 5.13d, se encuentran muy juntas; esto indica que al terminar de pasar la pared PD_1 por S2, la pared PD_3 empieza a pasar por S3, de manera que se observan sus *f.e.m.* consecutivas. Las paredes PD_1 y PD_2 se aniquilan y la pared PD_3 , se propaga en la dirección S3→S4 hasta pararse en alguna región del hilo en ausencia de campo magnético.

Por ultimo, en la figura 5.13e el microhilo se introduce en el primario

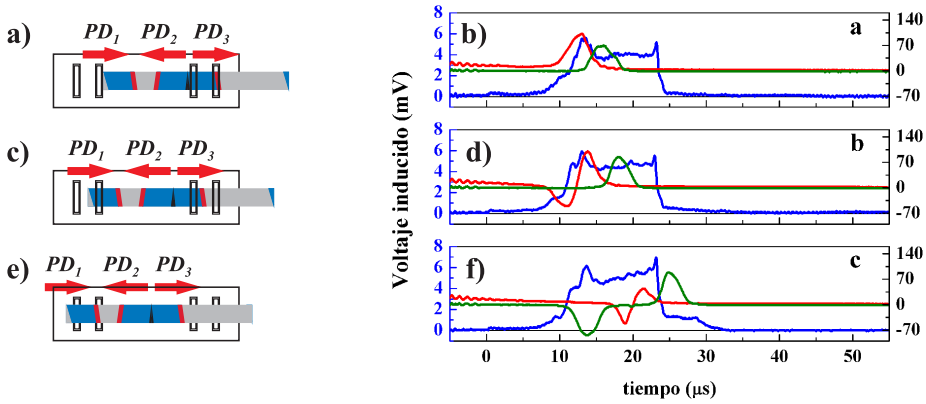


Figura 5.13: a), c) y e) Posición del microhilo en el sistema y dirección de movimiento de las paredes. b), d) y f) *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias y entre los extremos del microhilo.

hasta dejar sólo 8 mm del extremo derecho de este fuera del solenoide; y el defecto nuevamente se encuentra entre las bobinas S2 y S3. En este caso, el microhilo tiene la posición estándar dentro del sistema de medida (de esta forma se puede registrar en todas las secundarias el paso de las paredes). En la figura 5.13f se puede observar todas las *f.e.m.* en las bobinas en el orden correcto; de la secuencia y la forma de estas, se puede diferenciar dos características: i) Se distingue claramente la dirección de propagación de dos paredes; siendo la primer pared PD_1 , propagada desde el extremo izquierdo del microhilo, que se propaga en dirección $S1 \rightarrow S2$; debido a que el defecto se encuentra entre S2 y S3, la pared PD_3 se propaga en la dirección $S3 \rightarrow S4$. ii) Nuevamente, las *f.e.m.* inducidas en las bobinas secundarias S2 y S3 se inducen casi simultáneamente. En cambio, sí se observa un intervalo de tiempo entre las pares de secundarias S1-S2 y S3-S4, que como ya se mencionó se debe a la propagación de las paredes PD_1 y PD_3 .

La inducción casi simultanea en las *f.e.m.* de S2 (rojo negativo) y S3 (rojo positivo) en la figura 5.13f, se debe a la propagación de las tres pa-

redes de dominio. Debido a que cuando la pared PD_1 está pasando por la secundaria S2, la pared PD_3 empieza a pasar por S3; este hecho hace que las *f.e.m.* en estas secundarias sean sucesivas. De la *f.e.m.* tomada en los extremos del microhilo, se puede apreciar nuevamente la aniquilación de las paredes PD_1 y PD_2 en un punto medio entre estas. Además, se puede apreciar que al terminar la aniquilación de las dos paredes ($t = 24.48 \mu\text{s}$), la pared PD_3 continua propagándose hasta llegar al extremo opuesto del microhilo. Por otro lado, los tiempos de aniquilación entre las paredes PD_1 y PD_2 medidos en la caída de voltaje que presentan las *f.e.m.* de las figuras 5.13b, d y f son de $1.36 \mu\text{s}$, $1.24 \mu\text{s}$ y $1.32 \mu\text{s}$ respectivamente.

5.8. Efecto del tratamiento térmico

Como es bien conocido, durante la fabricación de microhilos amorfos recubiertos de vidrio se introducen fuertes tensiones debidas al rápido enfriamiento y estiramiento de estos. Dichas tensiones incrementan la anisotropía total del núcleo metálico, lo cual afecta de manera directa la dinámica de las paredes de dominio. Sin embargo estas tensiones pueden ser reducidas mediante un tratamiento térmico adecuado [28, 29, 30].

Los primeros trabajos publicados acerca de la relajación térmica en microhilos cubiertos de vidrio no reportaron cambios significativos en la dinámica de la pared de dominio [31]. No obstante, dieron lugar a trabajos posteriores en los cuales se pudo determinar la temperatura de recocido adecuada para distintas aleaciones, para lo cual se hace necesario las medidas de imanación de saturación en función de la temperatura [32, 33, 34]. En trabajos con microhilos de composiciones similares a las tratadas en esta sección, se muestra una reducción de las tensiones estructurales en el microhilo, dando lugar a un cambio de pendiente en las medidas de velocidad de propagación de pared frente al campo magnético aplicado; para una temperatura de recocido de 300°C [33, 35].

En esta sección, se ha tomado como punto de partida los estudios reportados para microhilos recubiertos de vidrio [31, 33, 35] sometidos a tratamiento térmico. Los microhilos son recocidos, dando lugar a la relajación

de tensiones y reducción del número de defectos estructurales presentes en las muestras. Dicho tratamiento consiste en recocer las muestras a 300 °C bajo una atmósfera protectora de helio. Esta temperatura de recocido es inferior a la temperatura de Curie y de cristalización de la muestra, evitando la formación de nanocristales en la matriz amorfa. También se estudia la influencia del tratamiento térmico en la velocidad de propagación de la pared, y el cambio en la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo debidos a dicho tratamiento térmico.

En la figura 5.14 se muestran las curvas de $v(H)$ para un microhilo biestable antes y después de ser tratado térmicamente. En estas, se puede observar el incremento de forma lineal de la velocidad de propagación para la muestra sin recocido, siendo esta una tendencia típica de estas aleaciones [22, 36, 37]. En cambio para el microhilo tratado térmicamente, se pueden diferenciar claramente dos regiones bien determinadas (recuadro en la figura 5.14). La primera región, a bajo campo, está determinada por la dinámica de la pared a campos inferiores a 478.6 A/m. En ella la pared presenta una baja movilidad S_1 , que a pesar de esto es mayor que la presentada por la muestra sin tratar. En la segunda región a campo superior a 480 A/m, la pared presenta una alta movilidad S_2 y por consiguiente elevada velocidad de propagación. Este aumento en la movilidad de la pared debe ser asociado a la relajación de las tensiones internas en el núcleo del hilo.

La presencia de dos regiones con diferente movilidad de pared en las curvas de $v(H)$, ya ha sido estudiada teóricamente en diferentes sistemas; como es el caso de difusión de carbono para un cristal cúbico de hierro [38, 39]. Aunque sea un sistema diferente al nuestro, el comportamiento es similar al observado en la figura 5.14. Este comportamiento de doble pendiente, es el esperado para el movimiento de una pared de 180°, en un material que presenta dos factores. i) Un proceso de *after-effect* magnético como la relajación estructural, y ii) amortiguamiento β_m debido a la relajación magnética, está relacionado con el amortiguamiento intrínseco α de *Gilbert*:

$$\beta_m \approx \frac{\alpha M_S}{\gamma \delta_w} \approx M_S \sqrt{\frac{K}{A}} \quad (5.11)$$

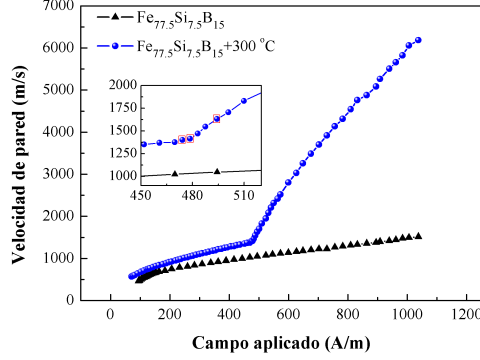


Figura 5.14: Velocidad de propagación de pared de dominio para un microhilo de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ antes (●) y después (●) del tratamiento térmico a 300 °C.

donde δ_w es la anchura de la pared, K es la constante de anisotropía magnetoelástica ($K = 3\lambda_S\sigma/2$) y A es la constante de canje.

Para la figura 5.14, para valores de campo donde la velocidad es baja, $v(H)$ está determinada por el mecanismo de *after-effect*. Al aplicar valores de campo magnético más intensos, la velocidad de la pared aumenta hasta el punto que consigue desprejarse de los defectos causantes del *after-effect*, incrementando su movilidad [40].

Lo anterior no condiciona a que solo las muestras tratadas térmicamente pueden presentar dos regiones en las curvas de $v(H)$; las muestras sin tratar también presentan este comportamiento [23], pero debido a que estas no están tratadas térmicamente, tienen mayor distribución de tensiones, y se hace necesario aplicar valores de campo magnético más intensos para superar el umbral; por lo tanto la medida de las dos regiones esta limitada por el campo magnético máximo que pueda aplicar nuestro sistema de medida.

Un aspecto de interés en esta sección, es en lo que se refiere a la *f.e.m.* inducida en los extremos de la muestra durante la propagación de una pared de dominio al reducir las tensiones estructurales intrínsecas del hilo. En la figura 5.15 se muestran las *f.e.m.* para diferentes valores de campo magnético

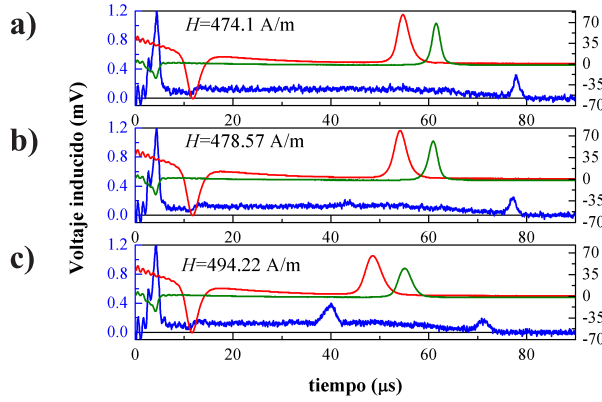


Figura 5.15: Voltaje inducido en un microhilo de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ tratado térmicamente, para valores de campo axial $H \leq H_{umb}$.

aplicado a un microhilo tratado térmicamente (recuadros rojos en la figura 5.14), incluyendo el campo umbral.

En la figura 5.15a se puede ver como el voltaje inducido en los extremos de la muestra es constante, típico de la propagación de una única pared de dominio similar al presentado en la figura 5.6 donde la pared tiene movilidad baja. Por otra lado, en las figuras 5.15b y c, se puede observar que a partir de $H = 478.6$ A/m se empieza a incrementar el voltaje inducido en la muestra durante la propagación de la pared, de manera no uniforme (pico en la parte constante de la *f.e.m.*). Este valor de campo coincide con el campo umbral para el cual existe un cambio en la movilidad de pared.

Para campos aplicados por encima del campo umbral H_{umb} mostrados en la figura 5.16, se puede apreciar que el pico de voltaje se hace más intenso hasta alcanzar un valor máximo entorno a los 0.4 mV. A partir de este valor, el escalón de voltaje perdura más en el tiempo en función del aumento del campo magnético aplicado (figuras 5.16a y b). En base a esto, una vez alcanzado el campo umbral, parece que la pared presenta un cambio de movilidad durante la propagación.

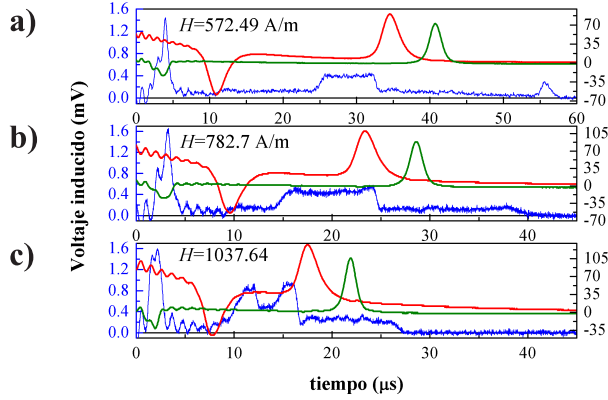


Figura 5.16: Voltaje inducido en un microhilo de $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ tratado térmicamente, para valores de campo axial $H > H_{umb}$.

Lo anterior plantea una forma diferente de tratar a las paredes de dominio que se propagan a velocidades altas [41], ya que hasta ahora, en los trabajos publicados sobre paredes ultrarrápidas se plantea que una vez la pared supera el voltaje umbral, dicha pared se mueve siempre desde su desenganche con un coeficiente de movilidad S_2 fijo, y no se tiene en cuenta que la movilidad extraída gráfica de $v(H)$, es la movilidad total de la pared durante todo el proceso de propagación.

Dicho de otra manera, analizando las *f.e.m.* inducidas en las bobinas S2 y S3 de la figura 5.16b, se puede observar una diferencia de tiempo considerable entre las dos señales, indicando que solo se propagara una pared de dominio, ya que de lo contrario ambas señales estarían contiguas como en las figuras 5.13d y f para la propagación de múltiples paredes. Por lo tanto el incremento de voltaje inducido entre los extremos del microhilo mostrado en la figura 5.16b, se atribuye a un cambio en la movilidad de la pared.

De manera análoga a la figura 5.16b, en la *f.e.m.* inducida entre los extremos del hilo para la figura 5.16c, no se observa un incremento de voltaje

relacionado con el enganche de la pared en el extremo del hilo fuera del primario. Además, se puede apreciar dos incrementos de voltaje adicionales uno a cada lado del escalón de voltaje que antes se mostraba constante. Estos incrementos, se asemejan mucho al observado en las figuras 5.15b y c en su inicio. A pesar de esto, dichos aumentos de voltaje, no reflejan ninguna alteración en las medidas de $v(H)$, ni en el orden de las *f.e.m.* inducidas en cada secundaria, indicando nuevamente que su interpretación está ligada a cambios de la pared.

5.9. Nuevo Método propuesto para la medida de velocidad de pared

En esta sección se propone un método simple de medida de velocidad de propagación de una única pared de dominio, basado en la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo al propagarse una pared de dominio bajo un campo magnético constante. Como se demostró en las secciones anteriores, es posible determinar con exactitud el desenganche, propagación a lo largo del hilo y enganche en el segundo extremo del hilo para una única pared de dominio (figura 5.6) solo midiendo la *f.e.m.* inducida entre sus extremos.

Apoyados en lo anterior se presenta un estudio comparativo de la velocidad de propagación de la pared medida simultáneamente con el método propuesto y el método clásico Sixtus-Tonks de cuatro secundarios. En la figura 5.17a se presentan las curvas de velocidad de propagación de una única pared para un microhilo de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$. En negro se presenta la velocidad de la pared medida a campo constante entre las bobinas secundarias S3 y S4, y en rojo la velocidad de pared medida entre los extremos de la muestra. Esta medida se extrae de los máximos (desenganche y enganche de la pared) presentados en las curvas de *f.e.m.* para cada campo aplicado.

En la figura 5.17b se presenta en porcentaje la desviación de velocidad medida en toda la muestra, respecto a la velocidad obtenida en la sección comprendida entre las bobinas S2 y S3 bajo campo magnético homogéneo. La velocidad tomada entre los extremos de hilo se encuentra entre un 18 a 5 % por debajo de la que se mide en el sistema de Sixtus y Tonks de cuatro

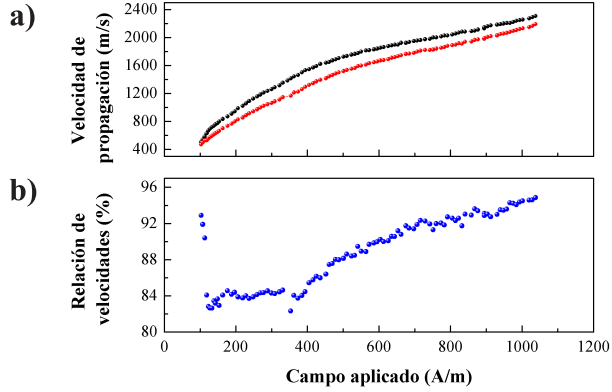


Figura 5.17: a) Medida de velocidad de propagación de una única pared de dominio. En negro curva de velocidad tomada entre los secundarios S3 y S4; en azul curva de velocidad tomada entre los extremos de la muestra. b) Equivalencia en porcentaje del valor de velocidad de pared entre los extremos del hilo frente a la velocidad de pared tomada en los secundarios.

secundarios. Esta bajada de la velocidad parece estar relacionada con el perfil de campo del solenoide primario [23], ya que el 70 % de la longitud del solenoide tiene un campo constante y en el restante 30 % ubicado en los extremos del solenoide, el campo magnético aplicado decae rápidamente.

Bibliografía

- [1] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309:1688, 2005.
- [2] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320:190, 2008.
- [3] M. Hayashi, J. Ieda, Y. Yamane, J. Ohe, Y. K. Takahashi, S. Mitani, and S. Maekawa. Time-Domain Observation of the Spinmotive Force in Permalloy Nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 108:147202, 2012.
- [4] S. A. Yang, G. Beach, C. Knutson, D. Xiao, Q. Niu, M. Tsoi, and J. Erskine. Universal Electromotive Force Induced by Domain Wall Motion. *Phys. Rev. Lett.*, 102:067201, 2009.
- [5] S. A. Yang, G. S. D. Beach, C. Knutson, D. Xiao, Z. Zhang, M. Tsoi, Q. Niu, A. H. MacDonald, and J. L. Erskine. Topological electromotive force from domain-wall dynamics in a ferromagnet. *Phys. Rev. B*, 82:054410, 2010.
- [6] R. Skórski. Matteucci effect: Its interpretation and its use for the study of ferromagnetic matter. *J. Appl. Phys.*, 35:1213, 1964.
- [7] S. E. Barnes, J. Ieda, and S. Maekawa. Magnetic memory and current amplification devices using moving domain walls. *Appl. Phys. Lett.*, 89:122507, 2006.
- [8] S. E. Barnes and S. Maekawa. Generalization of Faraday's law to include nonconservative spin forces. *Phys. Rev. Lett.*, 98:246601, 2007.
- [9] C. Favieres, C. Aroca, M. C. Sanchez, and V. Madurga. Matteucci effect as exhibited by cylindrical CoP amorphous multilayers. *J. Appl. Phys.*, 87:1889, 2000.
- [10] A. Hernando. *El proceso de Imanación de Whiskers de Hierro 111*. Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid, 1974.
- [11] F. Beck, J. N. Rigue, and M. Carara. Effect of Electric Current on Domain Wall Dynamics. *IEEE Trans. Magn.*, 49:4699, 2013.

- [12] C. A. Ferguson, D. A. Maclaren, and S. Mcvitie. Metastable magnetic domain walls in cylindrical nanowires. *J. Magn. Magn. Mater.*, 381:457, 2015.
- [13] A. Chizhik, A. Stupakiewicz, A. Zhukov, A. Maziewski, and J. Gonzalez. Transformation of magnetic domain structure in Co- and Fe-rich amorphous microwires. *J. Alloys Compd.*, 615:S304, 2014.
- [14] H. Chiriac and T.-A. Óvári. Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications. *Prog. Mater. Sci.*, 40:333, 1996.
- [15] M. Vazquez. Soft magnetic wires. In *Physica B*, volume 299, page 302, 2001.
- [16] R. Varga. Magnetization processes in glass-coated microwires with positive magnetostriction. *Acta Phys. Slovaca*, 62:411, 2012.
- [17] S. Corodeanu, H. Chiriac, and T.-A. Óvári. Accurate measurement of domain wall velocity in amorphous microwires, submicron wires, and nanowires. *Rev. Sci. Instrum.*, 82:094701, 2011.
- [18] R. Varga, J. Torrejon, Y. Kostyk, K. L. Garcia, G. Infante, G. Badini, and M. Vazquez. Single-wall dynamics and power law in bistable magnetic microwires. *J. Phys. Condens. Matter*, 20:445215, 2008.
- [19] J. Ye, R. P. Del Real, G. Infante, and M. Vazquez. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect. *J. Appl. Phys.*, 113:043904, 2013.
- [20] K. Richter. *Study of the fast domain wall dynamics in thin magnetic wires*. Tesis doctoral, Universidad Paris XI en Orsay-Universidad Pavol Josef Safárik en Kosice, 2013.
- [21] R. Varga, K. L. Garcia, M. Vazquez, A. Zhukov, and P. Vojtanik. Switching-field distribution in amorphous magnetic bistable microwires. *Phys. Rev. B*, 70:024402, 2004.
- [22] R. Varga, Y. Kostyk, A. Zhukov, and M. Vazquez. Single domain wall dynamics in thin magnetic wires. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354:5101, 2008.
- [23] B. D. Cullity. *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley, 1972.
- [24] D. C. Jiles. Dynamics of domain magnetization and the Barkhausen effect. *Czech. J. Phys.*, 50:893, 2000.
- [25] S. Chikazumi. *Physics of Ferromagnetism*. Oxford Science Publications, 1997.
- [26] C. W. Chen. *Magnetism and Metallurgy of soft Magnetic Materials*. Dover Publications, Inc., New York, 1986.
- [27] J. H. Franken, M. Hoeijmakers, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Tunable resistivity of individual magnetic domain walls. *Phys. Rev. Lett.*, 108:037205, 2012.
- [28] H. Chiriac, T.-A. Óvári, Gh. Pop, and F. Barariu. Amorphous glass-covered magnetic wires for sensing applications. *Sens. Actuators, A*, 59:243, 1997.

-
- [29] A. Zhukov. Glass-coated magnetic microwires for technical applications. *J. Magn. Magn. Mater.*, 242:216, 2002.
 - [30] H. Chiriac and N. Lupu. Effect of Thermal Treatments on the Magnetic Inhomogeneities Distribution in Magnetic Amorphous Wires and Microwires. *IEEE Trans. Magn.*, 39:3043, 2003.
 - [31] R. L. Novak, J. P. Sinnecker, and H. Chiriac. Annealing effects on the magnetization reversal and domain wall dynamics in bistable amorphous glass-covered microwires. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:095005, 2008.
 - [32] R. Varga, G. Infante, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vazquez. Diffusion-damped domain wall dynamics. *J. Phys. Conf. Ser.*, 200:042026, 2010.
 - [33] K. Richter, R. Varga, and A. Zhukov. Influence of Thermal Treatment on Domain Wall Dynamics in Glass-Coated Microwires. *Acta Phys. Pol. A*, 118:738, 2010.
 - [34] K. Richter, R. Varga, and A. Zhukov. Influence of the magnetoelastic anisotropy on the domain wall dynamics in bistable amorphous wires. *J. Phys. Condens. Matter*, 24:296003, 2012.
 - [35] K. Richter, R. Varga, J. Kováč, and A. Zhukov. Controlling the domain wall dynamics by induced anisotropies. *IEEE Trans. Magn.*, 48:1266, 2012.
 - [36] Y. Kostyk, R. Varga, M. Vazquez, and P. Vojtanik. Domain wall propagation in adiabatic regime. *Physica B*, 403:386, 2008.
 - [37] V. Zhukova, J. M. Blanco, M. Ipatov, R. Varga, J. González, and A. Zhukov. Domain wall propagation in Fe-rich microwires. *Physica B*, 403:382, 2008.
 - [38] A. Hubert and R. Shafer. *Magnetic Domains*. Springer Science, Verlag Berlin Heidelberg, 1970.
 - [39] J. F. Janak. Dynamics of diffusion-damped domain wall motion. *J. Appl. Phys.*, 34:1119, 1963.
 - [40] G. Infante. *Propiedades magnéticas y de transporte de nuevos microhilos mono y bifásicos*. Tesis doctoral, Universidad Autonoma de Madrid, 2010.
 - [41] R. Varga, K. Richter, A. Zhukov, and V. Larin. Domain Wall Propagation in Thin Magnetic Wires. *IEEE Trans. Magn.*, 44:3925, 2008.

Capítulo 6

Efecto Matteucci en microhilos biestables torsionados

En este capítulo, se estudia el efecto Matteucci en microhilos biestables, se mide la f.e.m. debida a la variación de la componente M_ϕ de la imanación, en función del campo magnético en la dirección del eje del hilo (H_z). También se presenta el efecto de la torsión en la f.e.m. inducida entre los extremos del microhilo, así como en la velocidad de propagación de paredes de dominio bajo un campo longitudinal.

6.1. Introducción

6.1.1. Efecto Matteucci, la imanación en un hilo bajo torsión

En 1852 Wertheim observó una diferencia de potencial entre los extremos de un cilindro magnético imanado longitudinalmente, al aplicarle torsión. Más tarde Matteucci y Wiedemann continúan estos estudios planteados por Wertheim, y en 1883 Wiedemann descubre que al imanar de forma helicoidal un hilo mediante la acción de campo magnéticos longitudinales y transversales, se induce una torsión en la muestra.

En 1964 Skorski [1] redescubre el efecto Wertheim y desde entonces es conocido como el *efecto Matteucci*. Este efecto se define como la aparición de una diferencia de potencial eléctrico inducido entre los extremos de un hilo ferromagnético sometido a torsión, bajo la acción de un campo magnético longitudinal alterno. Por otra parte, Rothenstein en 1965 [2] publica un trabajo donde se señala también la aparición del efecto Matteucci al sustituir el campo magnético alterno, por un campo constante, al torsionar la muestra periódicamente.

El origen del efecto Matteucci es la anisotropía magnética introducida con la torsión, tendiendo a situar la imanación en un eje helicoidal. Cuando, por efecto de un campo magnético aplicado, la imanación longitudinal cambia de estado de remanencia, también lo hace su componente circular, dando lugar a la inducción de un campo eléctrico helicoidal cuya componente longitudinal constituye el efecto Matteucci [3].

En 1972 Bernini [4] publica un trabajo en el que se propone un método para medir la megnetostricción, usando el efecto Matteucci. Actualmente, el estudio de los efectos Wiedemann y Matteucci se ha sustituido por sus aplicaciones experimentales en la determinación de la magnetostricción λ del material.

6.1.2. Magnetostricción

El fenómeno de la magnetostricción consiste en la variación de las dimensiones de una muestra al imanarse. En primera aproximación, esta variación según distintas direcciones se compensa de forma que el volumen

total permanece inalterado. Este efecto se describe por:

$$\lambda = \Delta l/l \quad (6.1)$$

donde λ es la variación relativa de longitud en la dirección del campo aplicado, siendo una propiedad intrínseca de cada material. Así, la constante de magnetostricción de saturación, se definirá a partir de la variación relativa en longitud desde el estado desimánado al de saturación magnética. Este cambio en la muestra, es producto de las tensiones presentes durante la imanación del hilo.

De manera análoga, al aplicar tensiones a un material ferromagnético, se induce una imanación. Esta influencia puede describirse por la aparición de un término de energía, llamado energía magnetoelástica [5], la cual se describe por:

$$E_\sigma = 3/2 \lambda \sigma \sin^2 \theta \quad (6.2)$$

donde λ es la constante de magnetostricción de la muestra; σ es la tensión externa aplicada, para la cual σ^+ es positiva para la tracción y σ^- negativa para la compresión; θ es el ángulo entre la imanación espontánea y la dirección en que se aplica la tensión σ .

La combinación de los valores de λ y σ en el producto de $\lambda \sigma$ en la expresión 6.2, resulta en cuatro combinaciones diferentes, que influyen directamente en la imanación del microhilo en función del campo aplicado

i) En los materiales con magnetostricción positiva ($\lambda > 0$):

- Para $\lambda \sigma^+$, la energía magnetoelástica aumenta.
- Para $\lambda \sigma^-$, la energía magnetoelástica disminuye, y alcanza su mínimo cuando $\theta = 0$; debido a esto, la imanación tiende a orientarse en la dirección de la tensión aplicada.

ii) En los materiales con magnetostricción negativa ($\lambda < 0$):

- Para $\lambda \sigma^+$, la energía magnetoelástica disminuye, y alcanza su mínimo cuando $\theta = \Pi/2$; debido a esto, la imanación tiende a orientarse en dirección perpendicular a la tensión aplicada.

- Para $\lambda\sigma^-$, la energía magnetoelástica aumenta.

En el desarrollo de este capítulo, se muestra la influencia de la tensión de torsión en la *f.e.m.* inducida entre los extremos de la muestra, y la velocidad de propagación de paredes de dominio. La influencia de estas tensiones es muy notable, sin importar si las tensiones son relativamente pequeñas. El estudio de este capítulo solo se presenta para muestras con magnetostricción positiva.

Para hacernos una idea global de la dirección de las tensiones aplicadas, consideremos un hilo en el espacio de coordenadas cilíndricas, y la proyección de un elemento de volumen sobre un plano tangente a la superficie del hilo como se muestra en la figura 6.1a. La proyección, es entonces un elemento de superficie diferencial de lados $d\phi$ y dz (figura 6.1b).

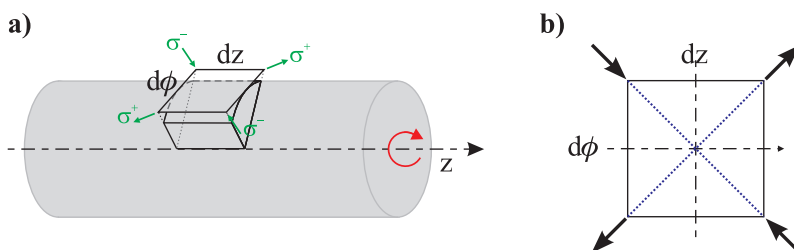


Figura 6.1: a) Proyección sobre un plano tangente al microhilo de un elemento de volumen. En este elemento de superficie de lados dz $d\phi$, se muestra la dirección de la tracción (σ^+) y de la compresión (σ^-) debidas a una tensión de torsión aplicada sobre el microhilo. b) Elemento de superficie de lados dz y $d\phi$.

Dichas tensiones, darán lugar a una dirección preferencial de la imanación; por lo tanto no se registra ninguna imanación neta en un sentido. Las tensiones de torsión aplicadas a muestras filiformes ferromagnéticas, inducen una dirección de fácil imanación helicoidal, que forma un ángulo de 45° respecto al eje axial de la muestra como se muestra en la figura 6.1b. Estas tensiones de torsión se denotan por:

$$\tau(r) = \mu r \xi \quad (6.3)$$

donde μ es el módulo de cizalladura, r es el radio de la muestra y ξ es el desplazamiento angular por unidad de longitud.

El efecto de la torsión angular sobre el microhilo, puede descomponerse en el producto de una tracción y una compresión; las cuales se encuentran en las diagonales del elemento de volumen (figuras 6.1a y b), y se denotan como σ^+ para la tracción y σ^- para la compresión.

Tomado nuevamente el diferencial de área en la superficie del microhilo, y aplicando una torsión τ en ambas direcciones, de forma tal que la tracción y la compresión tienen la misma magnitud; es posible establecer la diagonal a $\pm 45^\circ$ respecto al eje axial (z) de la muestra, según la dirección de la torsión aplicada, como se observa en la figuras 6.2a y b.

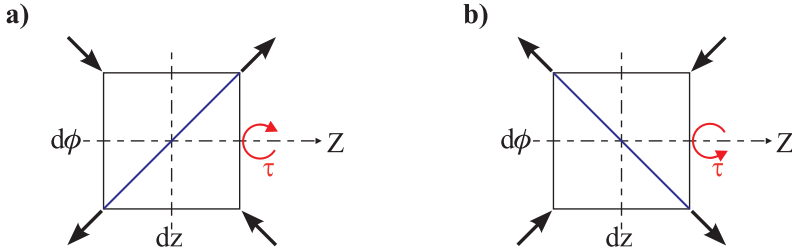


Figura 6.2: Diagonales principales de la anisotropía helicoidal en el elemento de superficie para: a) Torsión positiva y b) Torsión negativa.

Teniendo en cuenta que los microhilos recubiertos de vidrio estudiados en este trabajo de investigación presentan una torsión espontánea. La imánación remanente del microhilo forma un ángulo θ con la diagonal de la torsión aplicada al microhilo, como se indica en la figura 6.3a.

Respecto a la tensión en el microhilo introducida por torsión aplicada, esta presenta una distribución radial en la sección transversal del microhilo, de forma tal que es mínima en el centro y crece linealmente con el radio,

tomando su valor máximo en la superficie del microhilo, como se muestra en la figura 6.3b.

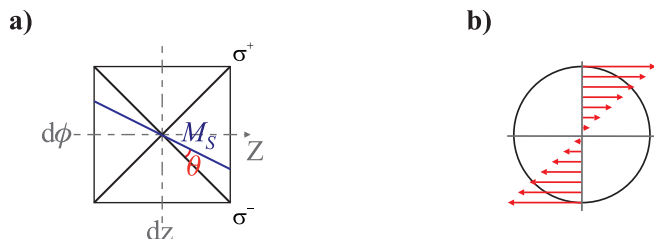


Figura 6.3: a) Dirección de la imanación remanente del microhilo respecto al máximo ángulo de las diagonales de torsión. b) Distribución radial de las tensiones en una sección transversal, producto de una torsión sobre el microhilo.

6.1.3. Efecto Matteucci, la imanación en un hilo bajo torsión

El efecto Wertheim o Matteucci, consiste en la aparición de una diferencia de potencial entre los extremos de un hilo ferromagnético torsionado, bajo la acción de un campo magnético aplicado en el eje del microhilo. Como se vio en el capítulo 5, en nuestro caso observamos un efecto Matteucci espontáneo, en ausencia de torsión aplicada; en paralelo al desplazamiento de la pared de dominio bajo el campo magnético axial aplicado.

La diferencia de potencial inducida entre los extremos del hilo, según la *ley de Lenz*, se debe a la variación de flujo azimutal producido por el cambio de la componente azimutal de la imanación con el tiempo ($dM\phi/dt$). Esto sucede por ejemplo, como veremos por la propagación de una pared de dominio, bajo la acción de un campo magnético aplicado en el eje del microhilo (H_z).

Este efecto ha sido estudiado previamente en muestras filiformes cristalinas y amorfas (cintas, microhilos y whiskers) [6, 7]. En este capítulo se estudia la influencia de la torsión desde dos puntos igualmente importantes,

cuando se aplica un campo magnético axial al eje del microhilo. El primero, es el cambio en la velocidad de propagación de paredes de dominio. El segundo, es la variación en el potencial inducido entre los extremos de microhilos amorfos biestables.

6.2. Sistema y método de medida

Para los dos casos descritos en la sección anterior, se ha usado el sistema de medida *SMA-4* con torsión descrito en el apartado 2.4.5. Este sistema está compuesto por un solenoide primario, cuatro bobinas secundarias y un dispositivo de torsión. El dispositivo de torsión, es un octógono que permite aplicar torsiones τ con precisión de 45° . El microhilo se ha contactado eléctricamente en sus extremos, mediante dos cables de cobre de $50\ \mu\text{m}$ de diámetro; estos cables cierran en circuito con un osciloscopio, en donde se registra la *f.e.m.* inducida en el microhilo durante la propagación de una pared de dominio como se ha descrito en el capítulo 5. Uno de los cables de cobre se ha fijado a la mesa de medida, y el otro a una de las caras del dispositivo de torsión (figura 6.4a), proporcionando una torsión en una sección de longitud constante (cable de cobre-microhilo).

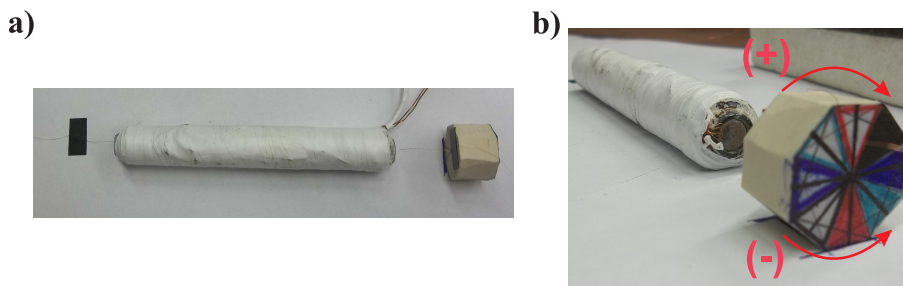


Figura 6.4: Fotografías del sistema de medida *SMA-4* con torsión. a) Vista superior del solenoide primario, dispositivo de torsión y fijación de los cables de cobre. b) Las flechas indican la dirección de la torsión τ y su notación.

La notación para la dirección de la torsión aplicada, es considerada positiva τ^+ , a las rotaciones del octógono en el sentido del movimiento de las manecillas del reloj; y negativa τ^- , a la rotación en sentido contrario a las manecillas del reloj como se muestra en la figura 6.4b.

Para las medidas de $v(H)$ y del voltaje inducido entre los extremos del hilo en función de la torsión, se ha empleado microhilos amorfos biestables de 100 mm de longitud, de composiciones nominales $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$; con diámetro del núcleo metálico de 14 μm , recubierto por 15.5 μm de Pyrex.

De manera análoga a la presentada en el capítulo 5, Para cada valor de torsión aplicado, se registra la medida de $v(H)$, y se toma simultáneamente para ciertos valores de campo magnético aplicado, la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo.

6.3. Velocidad de propagación de pared de dominio como función de la torsión aplicada

En esta sección se estudia el cambio de la movilidad S de la pared, obtenido de las curvas de $v(H)$ como función de la torsión aplicada τ . Se ha clasificado las medidas de $v(H, \tau)$ en dos grupos. En el primero, las medidas de $v(H, \tau)$ realizadas para valores de campo magnético aplicado positivos H^+ . En el segundo, las medidas de $v(H, \tau)$ realizadas para valores de campo magnético aplicado negativos H^- .

6.3.1. Medidas de $v(H)$ en función de la torsión aplicada τ , para valores positivos de campo magnético

Para las medidas de $v(H)$, se ha usado un rango de campo magnético aplicado desde 127 A/m hasta 1037 A/m. La pared estándar o $PD1$, se propaga desde el extremo del microhilo al interior del solenoide primario. Dicha pared, presenta un cambio de velocidad en función del campo aplicado, obteniéndose así dos movilidades diferentes S_1 y S_2 para valores de campo magnético aplicado inferiores a $H = 729$ A/m (figura 6.5). La primera movilidad S_1 , corresponde a la propagación de la pared en un ré-

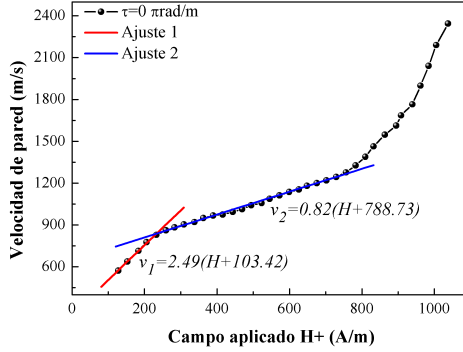


Figura 6.5: Velocidad de propagación de pared de dominio en función del campo magnético aplicado positivo para un microhilo sin torsionar.

gimen adiabático, en un rango de campo magnético aplicado entre 127 A/m y 232 A/m (ajuste uno en la figura 6.5). La segunda movilidad S_2 , corresponde a la propagación de la pared en un régimen viscoso, acotado entre los valores de campo aplicado de 232 A/m y 729 A/m (ajuste dos en la figura 6.5).

Para valores de campo magnético aplicado superiores a 729 A/m, se desengancha una segunda pared $PD2$ desde el extremo del hilo ubicado fuera del solenoide primario. Dicha pared, genera un aumento aparente de la velocidad medida entre las bobinas secundarias $S2$ y $S3$. Dicho aumento no es real, y se debe a la suma de las velocidades de las dos paredes [8, 9]. Por esta razón, en este caso para las medidas de $v(H^+)$ se considera como campo magnético máximo $H = 729$ A/m, teniendo así la medida de la velocidad de la pared estándar.

Considerando la descripción de la curva de $v(H^+)$ en la figura 6.5, posteriormente se ha aplicado torsiones τ sobre el microhilo en ambos sentidos. En la figura 6.6a, se observa el incremento de la velocidad de propagación de la pared al aumentar el ángulo de la torsión positiva aplicada. Además, la torsión aplicada al microhilo, favorece la medida de la velocidad de propaga-

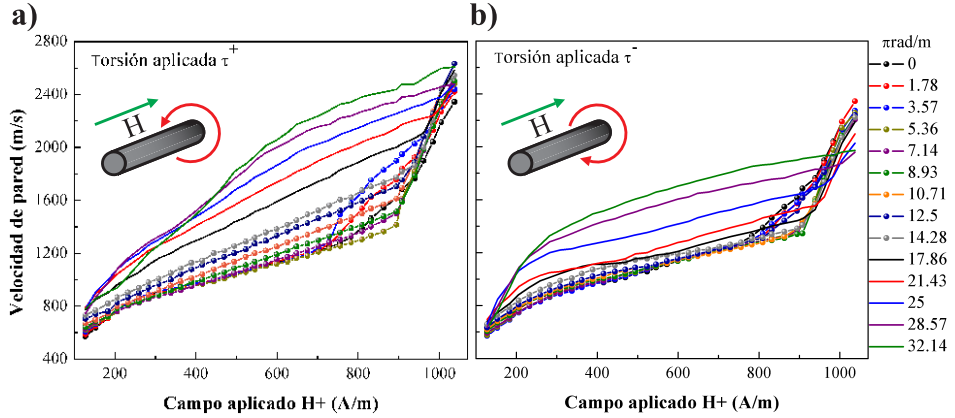


Figura 6.6: Velocidad de propagación de pared en función del campo magnético H^+ con torsión como variable para: a) torsiones positivas, y b) torsiones negativas.

ción de la pared $PD1$ para valores de campo aplicado superiores a 729 A/m; donde para una torsión de $28.57 \pi\text{rad/m}$ o ángulo de 720° , la pared $PD2$ ya no afecta más a la medida de la velocidad de propagación de la pared estándar.

Un comportamiento similar se puede observar en la figura 6.6b, para el microhilo con torsión aplicada en ángulos negativos. Esta torsión retrasa la aparición del segundo cambio de pendiente correspondiente a la propagación de la pared $PD2$, donde para una torsión de $-32.14 \pi\text{rad/m}$ o ángulo de -810° la velocidad de la pared $PD1$ no se ve afectada por la segunda pared.

Por otro lado, la velocidad de propagación de la pared en ambos casos presenta dinámicas diferentes; siendo los valores más altos de $v(H)$ los que se registran en el hilo bajo torsiones positivas (figura 6.6a). Tomando como campo magnético de referencia $H = 729 \text{ A/m}$ en las figuras 6.6a y b, se puede comparar el incremento en la velocidad de pared que presenta el microhilo al aplicarle torsión (figura 6.7).

La figura 6.7 evidencia la asimétrica que presenta la velocidad de pro-

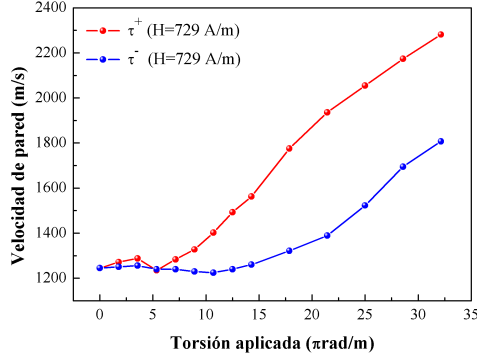


Figura 6.7: Velocidad de propagación de pared para un campo magnético constante positivo de $H = 729\text{ A/m}$, en función de la torsión aplicada.

pagación de la pared en función del sentido de la torsión aplicada. Es de resaltar, que para valores positivos del ángulo de torsión, el incremento de la velocidad es mayor si se compara con el aumento de velocidad mostrado para valores negativos del ángulo de torsión (figuras 6.6a y b). Además del incremento de velocidad mostrado en la figura 6.7, las curvas de $v(H)$ presentan un cambio en la movilidad S_1 y S_2 de la pared.

Las movilidades S_1 y S_2 a las que se desplaza la pared en las figuras 6.6a y b, se obtienen de las secciones lineales de $v(H)$ para cada ángulo de torsión aplicada. La movilidad S_1 se obtiene de la parte inicial lineal de la medida de $v(H)$, y la movilidad S_2 de la segunda sección lineal de la medida. Nuevamente, no se considera la movilidad de la pared presentada por la medida de la velocidad durante la propagación de dos paredes para valores de campo magnético superiores a $H = 729\text{ A/m}$. En las figuras 6.8a y b, se presenta los valores de la movilidad de la pared en función del ángulo de torsión aplicado durante la medida.

Los valores de movilidad de pared presentados en la figura 6.8a corresponden a las curvas de $v(H)$ en la figura 6.6a. Estos valores muestran que al aumentar las torsiones aplicadas en ángulos positivos τ^+ , la movilidad

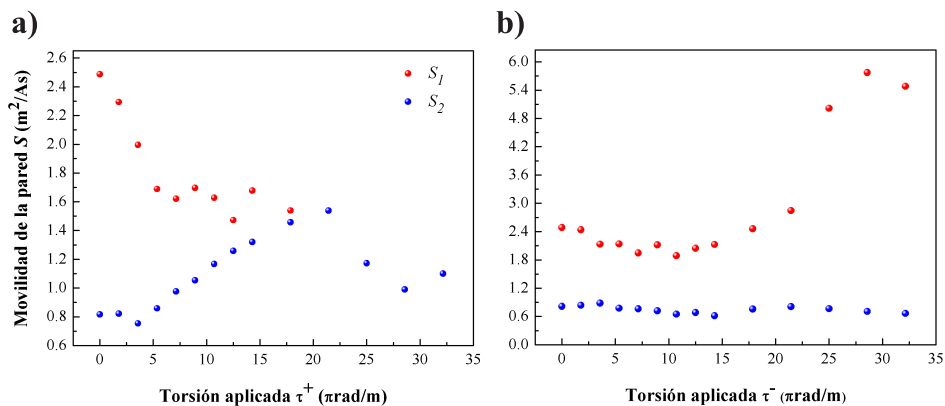


Figura 6.8: Movilidad S_1 y S_2 de la pared de dominio propagada bajo campo magnético constante H^+ para: a) torsión aplicada τ^+ , y b) torsión aplicada τ^- .

inicial de la pared S_1 baja hasta ser igual a la movilidad S_2 . Para valores de torsión aplicada superior a $17.86 \pi \text{rad/m}$ o ángulo de 450° , la velocidad de la pared que se registra en la primera sección de campo, deja de ser lineal y presenta incrementos escalonados. Además, la movilidad S_2 de la pared aumenta hasta que para una torsión de $21.43 \pi \text{rad/m}$ llega a ser el doble de la presentada en el microhilo sin torsión (figura 6.5); para valores por encima de dicha torsión, la movilidad S_2 baja.

Por otro lado, en la figura 6.8b se muestra la variación de la movilidad en función de las torsiones aplicadas con ángulos negativos τ^- . En este caso, la movilidad S_1 está presente en un intervalo de campo magnético aplicado mayor que el presentado en la figura 6.8a para $S_1(\tau^+)$. Inicialmente, para valores de torsión inferiores a $17.86 \pi \text{rad/m}$, la movilidad de pared S_1 varia entre $1.88 \text{ m}^2/\text{As}$ y $2.48 \text{ m}^2/\text{As}$; y para valores de torsión por encima de dicho valor la movilidad aumenta hasta alcanzar $5.77 \text{ m}^2/\text{As}$. Respecto a la movilidad de S_2 de la pared, no presenta cambios drásticos que muestren una fuerte dependencia con la torsión aplicada τ^- ; tomando valores entre $0.57 \text{ m}^2/\text{As}$ y $0.88 \text{ m}^2/\text{As}$.

En resumen, la variación del ángulo de la torsión aplicada en presencia de un campo magnético H^+ , modifica la velocidad de la pared y sus movilidades; comparando los resultados debidos a la dirección de la torsión aplicada tenemos:

- $v(\tau^+) > v(\tau^-)$. La velocidad de propagación de pared presentada en un microhilo torsionado en ángulos positivos, es mayor que la registrada con ángulos negativos de torsión.
- $S_1(\tau^+) < S_1(\tau^-)$. La movilidad de la pared S_1 , que presenta un microhilo torsionado en ángulos positivos, es menor que la movilidad medida para un microhilo torsionado en ángulos negativos.
- $S_2(\tau^+) > S_2(\tau^-)$. Aunque las movilidades S_2 obtenidas de las curvas de velocidad de pared en función de la torsión aplicada son similares; es mayor la obtenida mediante ángulos de torsión positivos.

6.3.2. Medidas de $v(H)$ en función de la torsión aplicada τ , para valores negativos de campo magnético

En este caso, nuevamente en las medidas de $v(H)$ se aplica un rango de campo magnético entre 127 A/m y 1037 A/m. La medida se toma en la parte negativa de la onda del campo aplicado, o H^- . Al igual que en la sección 6.3.1, se mide la velocidad de propagación de la pared estándar desenganchada desde el extremo del microhilo al interior del solenoide primario. En la figura 6.9, se muestra la curva de la velocidad de propagación de pared de dominio en función del campo magnético H^- , sin aplicar torsión en el microhilo.

De manera análoga a la medida de $v(H)$ en la sección 6.3.1, la velocidad mostrada en la figura 6.9 muestra dos movilidades. La movilidad efectiva S_1^* (no lineal y propia del régimen adiabático [10]) en la primer región de campo aplicado (ajuste uno en la figura 6.9) y la movilidad lineal S_2 (ajuste dos en la figura 6.9). Para valores de campo aplicado superiores a $H^- = 809$ A/m, se presenta un aumento en la velocidad de la pared debido a la propagación de la pared $PD2$ desde el extremo del microhilo ubicado fuera del solenoide.

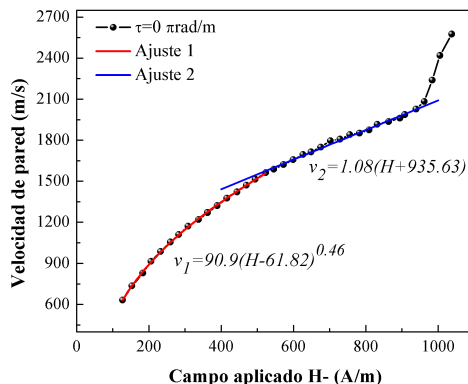


Figura 6.9: Velocidad de propagación de pared de dominio en función del campo magnético aplicado negativo para un microhilo sin torsionar.

Se ha aplicado torsiones τ sobre el microhilo en ambos sentidos, obteniendo la variación de la velocidad de propagación de la pared $v(H^-)$ en presencia de torsión, como se muestra en las figuras 6.10a y b.

En la figura 6.10a, se observa el incremento de $v(H)$ al aumentar el ángulo de la torsión positiva aplicada al microhilo. Para ángulos negativos de torsión aplicada, también se presenta un incremento de $v(H)$, como se muestra en la figura 6.10b. En este caso, dicho incremento es inferior al presentado en la figura 6.10a, para ángulos positivos de torsión.

En ambos sentidos de la torsión aplicada, incrementando el ángulo de torsión se favorece la propagación de la pared $PD1$ en valores de campo cada vez mayores. Donde para una torsión de $17.86 \pi \text{ rad/m}$ o ángulo de 450° , la pared $PD2$ no afecta más a la medida de la velocidad de propagación de la pared estándar.

Dicho valor de torsión al cual solo se tiene la medida de la velocidad de propagación de la pared $PD1$, es inferior a la torsión necesaria para lograr el mismo efecto en valores de campo aplicado positivo ($28.57 \pi \text{ rad/m}$ para la torsión positiva figura 6.6a, y $32.14 \pi \text{ rad/m}$ para la torsión negativa 6.6b).

Tomando como referencia el valor máximo de campo magnético aplicado

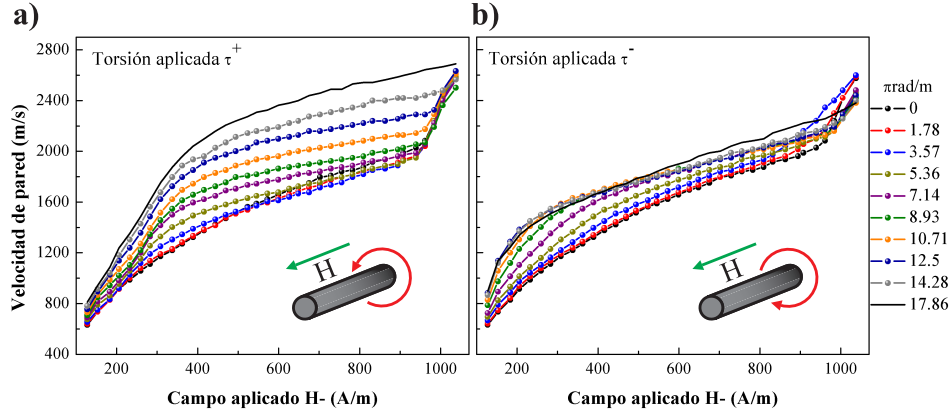


Figura 6.10: Velocidad de propagación de pared en función del campo magnético H^- con torsión como variable para: a) torsiones positivas τ^+ , y b) torsiones negativas τ^- .

al que se puede medir $v(H)$ sólo para la pared $PD1$ en las figuras 6.10a y 6.10b ($H^- = 809$ A/m), se puede comparar el incremento en la velocidad de la pared en función del sentido de la torsión aplicada (figura 6.11a). Donde para torsiones inferiores o iguales a $8.93 \pi\text{rad/m}$, $v(H)$ es mayor en las torsiones negativas aplicadas. Para τ por encima de dicha torsión, los valores de $v(H)$ son mayores en la pared propagada para un microhilo con torsión positiva. También se puede observar que las medidas de $v(H)$ con torsiones positivas presentan un mayor incremento respecto al incremento presentado para torsiones negativas.

Además, se ha tomado el incremento de $v(H)$ para $H^- = 729$ A/m, con el fin de establecer si existe diferencia entre las medidas realizadas bajo campo aplicado H^+ y H^- . En la figura 6.11b, se muestra en negro y rojo las medidas de $v(H^+)$ y en azul y verde las medidas de $v(H^-)$ en función del sentido de la rotación para $H = 729$ A/m. En estas curvas se hace evidente que las velocidades $v(H^+)$ son mayores que las medidas en $v(H^-)$ para el mismo valor de campo aplicado.

En las figuras 6.12a y b, se presenta los valores de la movilidad de la

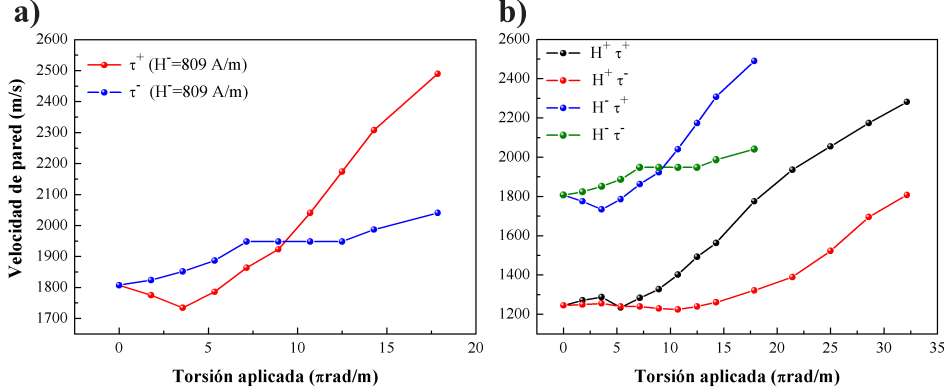


Figura 6.11: a) Velocidad de propagación de pared en función de la dirección de la torsión, para un campo aplicado negativo de $H^- = 809$ A/m. b) Comparación de velocidades de pared $v(\tau)$ para $H^+ = 729$ A/m (en negro y rojo) y $H^- = 729$ A/m (en azul y verde).

pared S_1^* y S_2 en función del ángulo de torsión aplicado. Los valores de movilidad de pared presentados en la figura 6.12a, se han obtenido de las curvas de $v(H)$ mostradas en la figura 6.10a para torsiones aplicadas τ^+ . Aunque para torsiones por encima de 5.37π rad/m la primer sección de la movilidad S_1^* es lineal, en general la movilidad de pared es característica del movimiento adiabático de una pared de dominio. La movilidad S_1^* aumenta al incrementarse el ángulo de la torsión aplicada; desde $90.9 \text{ m}^2/\text{As}$ para $\tau^+ = 0 \pi$ rad/m, hasta $169.79 \text{ m}^2/\text{As}$ para $\tau^+ = 12.5 \pi$ rad/m. La movilidad de pared S_2 no presenta grandes cambios, la cual varía entre $1.08 \text{ m}^2/\text{As}$ y $0.76 \text{ m}^2/\text{As}$.

Por otro lado, en la figura 6.12b se muestra la variación de la movilidad de la pared en función de las torsiones aplicadas τ^- . En este caso, la movilidad S_1^* de la pared aumenta de forma exponencial al incrementarse el ángulo de la torsión aplicada; desde $101.65 \text{ m}^2/\text{As}$ para $\tau^- = 3.57 \pi$ rad/m, hasta $711.26 \text{ m}^2/\text{As}$ para $\tau^- = 12.5 \pi$ rad/m. La movilidad de pared S_2 no

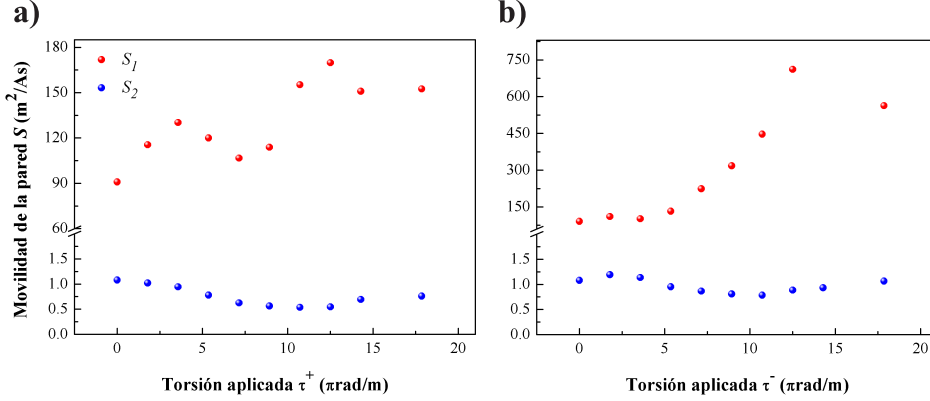


Figura 6.12: Movilidad S_1^* y S_2 de la pared de dominio propagada bajo campo magnético constante H^- para: a) torsión aplicada τ^+ , y b) torsión aplicada τ^- .

presenta grandes cambios en función de la torsión aplicada, y varía entre $1.08 \text{ m}^2/\text{As}$ y $1.06 \text{ m}^2/\text{As}$.

En resumen, la variación del ángulo de la torsión aplicada en presencia de un campo magnético H^- , modifica la velocidad de la pared y sus movilidades; comparando los resultados debidos a la dirección de la torsión aplicada tenemos:

- $v(\tau^+) > v(\tau^-)$. La velocidad de propagación de pared para un microhilo torsionado en ángulos positivos, es mayor que la registrada para ángulos negativos de torsión.
- $S_1^*(\tau^+) < S_1^*(\tau^-)$. La movilidad efectiva de pared (S_1^*) que presenta un microhilo torsionado en ángulos positivos, es menor que la movilidad efectiva de pared medida para un microhilo torsionado en ángulos negativos.
- $S_2(\tau^+) = S_2(\tau^-)$. La movilidad de pared S_2 , no presenta grandes cambios para los ángulos de torsión aplicado, siendo iguales sin importar la dirección de la torsión aplicada.

6.3.3. Medidas de $v(H)$ Para elevados ángulos de torsión aplicada

En las secciones 6.3.1 y 6.3.2, se mostró la dependencia de la velocidad de propagación de la pared en función de la torsión aplicada. En estas secciones se muestra valores de torsión aplicada, para los cuales se pudo retrasar y eliminar la influencia de la segunda pared en las medidas de $v(H)$. Sin embargo, el valor máximo para la torsión aplicada en estas medidas es de $57.14 \pi \text{rad/m}$ o un ángulo de rotación de 1440° .

El comportamiento de la velocidad de propagación de pared en los cuatro casos presentados en las secciones 6.3.1 y 6.3.2 (variación en la dirección del campo magnético y la dirección de la torsión aplicada), se resume en la figura 6.13. En complemento con lo mostrado en dichas secciones, la $v(H)$ para un campo magnético dado, no crece infinitamente con el incremento del ángulo de la torsión aplicada (figuras 6.7 y 6.11b).

En todos los casos mostrados, las curvas de $v(H)$ presentan valores máximos de velocidad de pared. Una vez alcanzados estos valores máximos para un campo aplicado $H = 1037 \text{ A/m}$, si se aplican valores de torsión mayores, se pueden nuevamente reducir estos máximos, como es el caso de las $v(H)$ mostradas en las figuras 6.13a-d. Solo en la figura 6.13b, no se presenta reducción del valor máximo de velocidad de pared para dicho campo.

Aunque en todos los casos no se presente una reducción del valor máximo de velocidad de pared; si se presenta una bajada de la velocidad medida a un campo fijo, para valores altos de torsión aplicada. De las curvas de $v(H, \tau)$, se resaltan las figuras 6.13a y c; para las cuales se presenta un aparente límite de *Walker* para valores bajos de campo magnético aplicado, y valores de torsión aplicada superiores a $32.14 \pi \text{rad/m}$ para el caso de $v(H^+, \tau^+)$ en la figura 6.13a, y superiores a $39.28 \pi \text{rad/m}$ para el caso de $v(H^-, \tau^-)$ en la figura 6.13c.

En ambas figuras, se muestra una reducción gradual de $v(H)$ que se hace más notoria al aumentar el ángulo de la torsión aplicada sobre el microhilo. En su definición, la presencia del límite de *Walker* en medidas de velocidad de propagación de pared de dominio en microhilos, está asociado a la presencia de un segundo campo magnético, aplicado de forma perpendicular

a la dirección de propagación de la pared de dominio [referenciar Varga y Kornel]. Dicho efecto se debe a dos factores; i) El campo transversal modifica la distribución angular de los momentos magnéticos dentro de la pared, cambiando el tamaño de la pared y por consiguiente su velocidad. ii) El campo transversal, rota los momentos magnéticos en los dominios

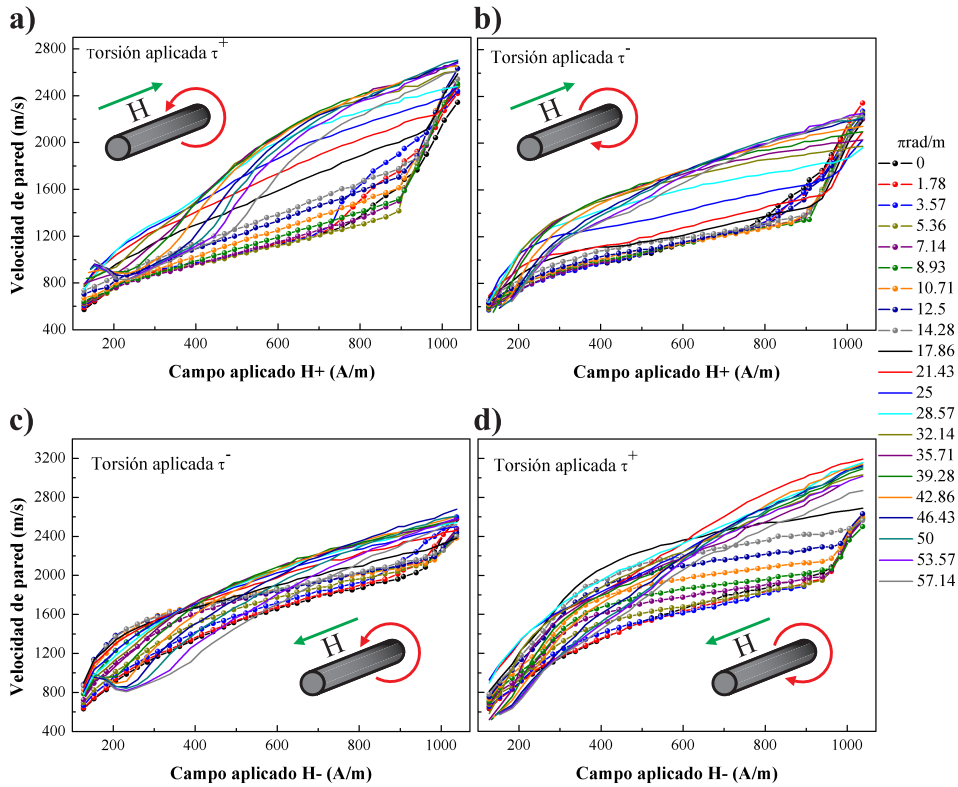


Figura 6.13: Velocidad de propagación de pared en función del campo magnético aplicado para diferentes valores y direcciones de la torsión aplicada. a) $v(H^+, \tau^+)$. b) $v(H^+, \tau^-)$. c) $v(H^-, \tau^-)$. d) $v(H^-, \tau^+)$.

adyacentes a la pared reduciendo el ángulo de la pared.

En nuestro caso, no se emplea un segundo campo magnético transversal en las medidas de $v(H)$; y dicho efecto de aumento y reducción de la velocidad de pared, solo puede ser producido por el efecto de la torsión aplicada; cumpliéndose solo para los casos en los que la dirección de la torsión aplicada es la misma que la del campo magnético; como son las curvas de $v(H)$ para las figuras 6.13a y c.

Una posible explicación al límite de *walker* en ausencia de campo magnético transversal, viene dada por el ángulo θ que forma la imanación remanente en el microhilo, y la diagonal en el elemento diferencial de superficie debida a la torsión. Al aumentar la torsión aplicada, se incrementa dicho ángulo θ ; aumentando la componente azimutal de la anisotropía helicoidal inducida; lo que hace necesario el incremento del campo magnético axial para superar este término. De igual forma sucede para los casos en que se aplica un campo magnético intenso, orientado de forma transversal al eje del microhilo.

6.4. Voltaje inducido entre los extremos del microhilo en función de la torsión aplicada

En esta sección se estudia la variación de la *f.e.m.* medida entre los extremos del microhilo, como función de la torsión aplicada, la cual denotaremos como $f.e.m.(\tau)$. Las medidas de $f.e.m.(\tau)$ se han clasificado en dos grupos. En el primero, las medidas de $f.e.m.(\tau)$ para valores de campo magnético positivos H^+ . En el segundo, las medidas de $f.e.m.(\tau)$ para valores de campo magnético negativos H^- .

A partir de los resultados observados en el capítulo 5, se ha determinado que los microhilos biestables recubiertos de vidrio poseen una torsión espontánea, producto de las tensiones introducidas durante el proceso de fabricación.

La magnitud de las rotaciones efectuadas sobre los microhilos, se efectúan con un paso mínimo de 45° ($1.78 \pi \text{rad/m}$) desde 0° hasta 360° ; para torsiones superiores, el incremento es de 90° . La longitud total de la mues-

tra torsionanda es 140 mm, los cuales comprenden la longitud del microhilo (100 mm), y 20 mm de cable de cobre en cada extremo.

6.4.1. Medidas de la $f.e.m.(\tau)$ en función de la torsión aplicada τ para valores de campo magnético positivo

De acuerdo a lo desarrollado en el **capítulo 5**, la fuerza electromotriz medida entre los extremos del microhilo, presenta valores diferentes de cero, solo al propagarse como mínimo una pared de dominio. La forma de dicha $f.e.m.$ para una pared, presenta tres secciones claramente diferenciables (figura 6.14). La primera, un gran incremento inicial en el voltaje, que se atribuye al giro de espines al tratar de orientarse con el campo magnético aplicado, en uno de los dominios de cierre del microhilo. Este giro, incrementa el cambio de flujo magnético azimutal en una fracción de tiempo (dM_ϕ/dt), hasta alinearse con el campo magnético. En definitiva, dicho incremento de voltaje debe entenderse como consecuencia de la formación y desenganche de la pared antes de propagarse.

La segunda sección, presenta un valor constante del voltaje inducido durante el tiempo que la pared se propaga dentro del microhilo. Dicho voltaje

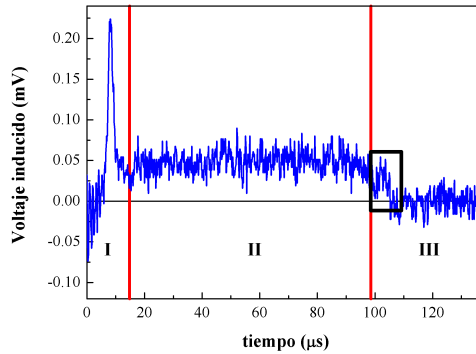


Figura 6.14: $f.e.m.$ inducida en los extremos del microhilo, para un campo magnético aplicado $H = 416$ A/m, en un microhilo de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ en ausencia de torsión.

es constante ya que una vez se forma la pared, el cambio de flujo azimutal durante la propagación de la pared de dominio es igual en cada punto del microhilo. Esta sección, presenta al final una caída de voltaje correspondiente con la reducción de la velocidad de la pared hasta antes de detenerse.

Por último, la sección final presenta nuevamente un incremento de voltaje. Dicho aumento se atribuye al desorden de los espines cuando la pared está en el final del microhilo, o dicho de otra forma, el enganche de la pared en el segundo extremo; después del enganche de la pared, el voltaje inducido es cero. En la sección III de la figura 6.14 este incremento de voltaje no es muy notorio, posiblemente debido a que ambos extremos sean muy diferentes debido a la cantidad de vidrio removido y al contacto eléctrico.

Al mismo tiempo que se ha medido la velocidad de propagación de pared en función de la torsión aplicada $v(\tau)$ mostrado en la sección 6.3, también se ha registrado la $f.e.m.(\tau)$ con torsión aplicada en ambas direcciones. Debido a la cantidad de valores de campo magnético aplicado, se ha elegido $H = 416$ A/m como valor de comparación de las medidas de $f.e.m.(\tau)$, ya que este es un valor intermedio del rango para el campo aplicado en que solo se tiene la propagación de una pared de dominio (127 A/m y 729 A/m).

Inicialmente se ha medido el cambio de la fuerza electromotriz para campo magnético aplicado positivo y valores positivos de torsión aplicada $f.e.m.(H^+, \tau^+)$, en un microhilo de $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$. Al aplicar una torsión de $\tau^+ = 1.78 \pi \text{ rad/m}$, la $f.e.m.$ en el microhilo debida a la propagación de la pared, es cercana a cero (línea roja en la figura 6.15a). Esta disminución en la $f.e.m.$, se asocia a la compensación de la torsión espontánea que posee el microhilo originada en su proceso de fabricación. Debido a las limitaciones del montaje experimental, no se ha podido hacer un ajuste en el ángulo de torsión para dejar exactamente este voltaje en cero.

Aumentando la torsión aplicada por encima de $\tau^+ = 1.78 \pi \text{ rad/m}$, obtenemos una inversión del signo de la $f.e.m.$ respecto del valor indicado en el microhilo sin torsionar (líneas azul y negra respectivamente en la figura 6.15a).

En la figura 6.15b, se muestra el aumento de la $f.e.m.$ en el microhilo para valores de torsión aplicada desde $0 \pi \text{ rad/m}$ hasta $32.14 \pi \text{ rad/m}$, correspondientes a un ángulo de rotación de 450° . En esta figura, también se

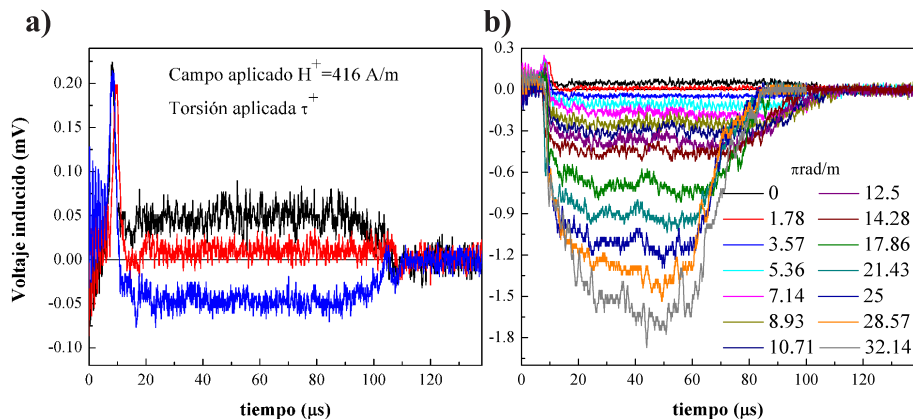


Figura 6.15: a) y b) Incremento de la *f.e.m.* en función de valores positivos de la torsión aplicada *f.e.m.*(H^+ , τ^+), para un campo magnético aplicado positivo $H^+ = 416$ A/m.

muestra cómo para el máximo de la torsión aplicada, el voltaje inducido en la muestra aumenta hasta aproximadamente 30 veces el valor presentado en el microhilo sin torsionar. Dicho aumento también depende del campo aplicado, siendo mayor para valores de campo más altos; como se verá en el apartado 6.4.3.

En las figuras 6.15a y b, se hace evidente la presencia de una anisotropía helicoidal intrínseca del microhilo; obteniendo una inversión de la *f.e.m.* en el microhilo al incrementar el ángulo de torsión. Dicha anisotropía ya había sido mostrada por *A. Hernando* para hilos sin recubrimiento de vidrio [11] y microhilos con recubrimiento de vidrio.

La figura 6.16a muestra en verde la dirección de la anisotropía helicoidal magnetoelástica K_h (dicha anisotropía se expresa de la forma $K_h = 3/2\lambda_s\tau$), y en azul la anisotropía de forma K para el microhilo sin torsionar (figura 6.14). Por otro lado, el ángulo que forma la imanación remanente respecto al eje longitudinal es pequeño y de signo negativo. Por este motivo, al aplicar una torsión angular positiva de 45° , se disminuye la anisotropía helicoidal del microhilo (figura 6.16b). Esta anisotropía helicoidal presente en

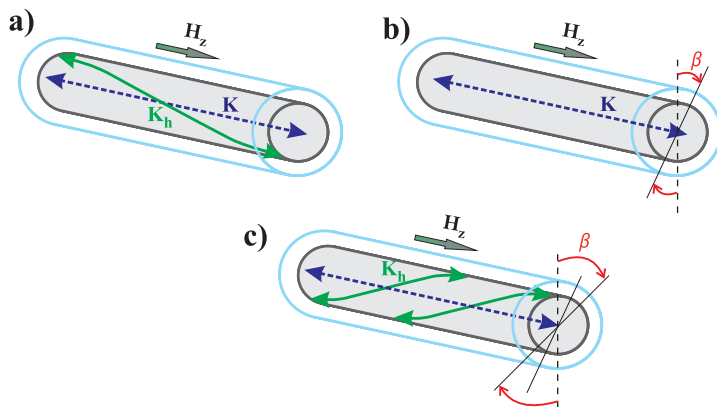


Figura 6.16: Dirección de la anisotropía helicoidal en el microhilo para a) un microhilo sin torsión aplicada, b) un microhilo torsionado un ángulo próximo a 45° , c) un microhilo torsionado a ángulos por encima de 45° .

los microhilos recubiertos de vidrio, ya había sido determinado observada, en medidas de magnetometría de efecto *Kerr*.

Por otro lado, en la figura 6.15b, el incremento del ángulo de torsión amplifica la *f.e.m.* obtenida en los extremos del microhilo. Este incremento obedece a un aumento en el ángulo que forman la helicoides con el eje axial del microhilo, aumentando de igual forma el número de helicoides a lo largo de este, como se muestra en la figura 6.16c.

De manera análoga a la *f.e.m.* medida en un microhilo sin torsionar, las *f.e.m.* (H^+ , τ^+) en la figura 6.15b también presentan una sección inicial correspondiente al proceso de formación de la pared. En esta sección se presenta un aumento inicial del voltaje para el rango de torsión aplicada desde $0 \pi\text{rad/m}$ hasta $12.5 \pi\text{rad/m}$. Para valores de torsión aplicada por encima de dicho valor no se presenta el aumento del voltaje inicial, correspondiendo con un retraso en la formación y propagación de la pared. Este retraso en la propagación de la pared, se considera en la parte inicial de la *f.e.m.* presentando una subida suave hasta presentar un valor constante; el

cual está relacionado con el cambio forzado en la dirección de la anisotropía helicoidal en el microhilo.

En la segundana sección de la *f.e.m.* correspondiente a la propagación de la pared, se presenta un gran incremento en el valor de voltaje medio medido, durante la propagación de la pared al aumentar el ángulo de torsión. La propagación de la pared a torsiones por encima de $14.28 \pi\text{rad/m}$ también presenta grandes fluctuaciones, desviándose de la tendencia constante observada en valores de torsión inferiores a dicho valor. Por otro lado, a medida que se aumenta la torsión aplicada, se puede observar una reducción del tiempo de propagación de la pared, lo cual concuerda con el aumento de velocidad registrado en las curvas de $v(H)$ en la figura 6.6b.

De forma complementaria, se ha medido el cambio de la fuerza electromotriz para campo magnético aplicado positivo y valores de torsión negativos (*f.e.m.* (H^+, τ^-)). En este caso, al aplicar diferentes valores de torsión, como es de esperarse, se presenta un incremento de la *f.e.m.* entre los extremos del microhilo. Este incremento no presenta inversión de signo (figura

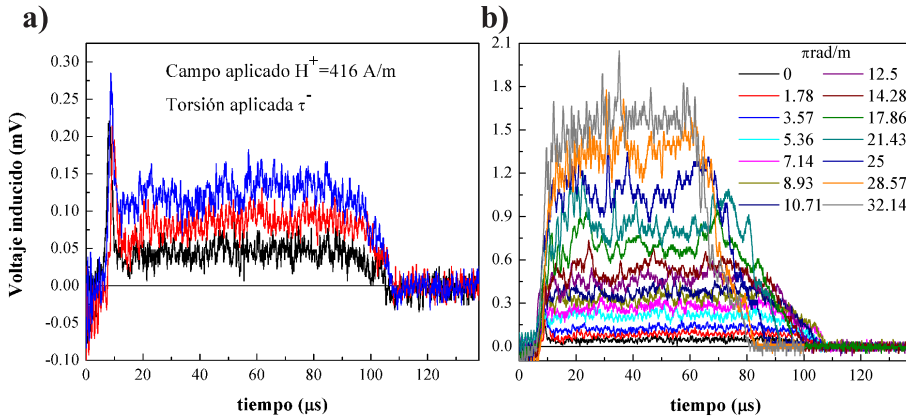


Figura 6.17: a) y b) Incremento de la *f.e.m.* en función de valores negativos de la torsión aplicada *f.e.m.* (H^+, τ^-), para un campo magnético aplicado positivo $H^+ = 416 \text{ A/m}$.

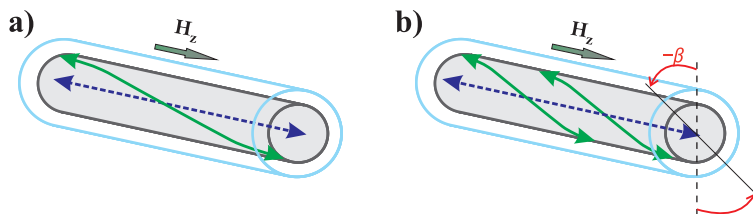


Figura 6.18: Dirección de la anisotropía helicoidal en el microhilo para: a) Torsión cero. b) Valores negativos de la torsión aplicada τ^- .

6.17a) ni se anula, como sí sucede para $f.e.m.(H^+, \tau^+)$.

Debido a que la dirección de la torsión aplicada tiene el mismo sentido que la anisotropía helicoidal del microhilo, al aumentar el ángulo negativo de la torsión, también se aumenta las helicoides de la anisotropía como se muestra en la figura 6.18b.

El incremento de voltaje medio es debido al aumento del ángulo de la torsión aplicada, y es aproximadamente 30 veces mayor que el presentado en la $f.e.m.$ del microhilo sin torsionar (línea negra en la figura 6.17a). La magnitud de este valor de incremento de la $f.e.m.$ es muy parecido al presentado por las medidas de $f.e.m.(H^+, \tau^+)$ en la figura 6.15b.

En la figura 6.17b, se observa que la pared empieza a moverse más rápido comparada con la pared en la $f.e.m.(H^+, \tau^+)$. En este caso, para la $f.e.m.(H^+, \tau^-)$ entre la formación y la propagación de la pared se da un gran salto (figura 6.17b). En cambio, para la $f.e.m.(H^+, \tau^+)$ (figura 6.15b) la propagación de la pared parece indicar que no se da en un único proceso. La rápida formación y propagación de la pared se favorece al aumentar el ángulo del eje fácil helicoidal.

6.4.2. Medidas de la $f.e.m.(\tau)$ en función de la torsión aplicada τ para valores de campo magnético negativo

De igual forma que en la sección 6.3 se presenta el estudio de $v(H)$ para ambos sentidos de la torsión aplicada, en campo magnético axial positivo

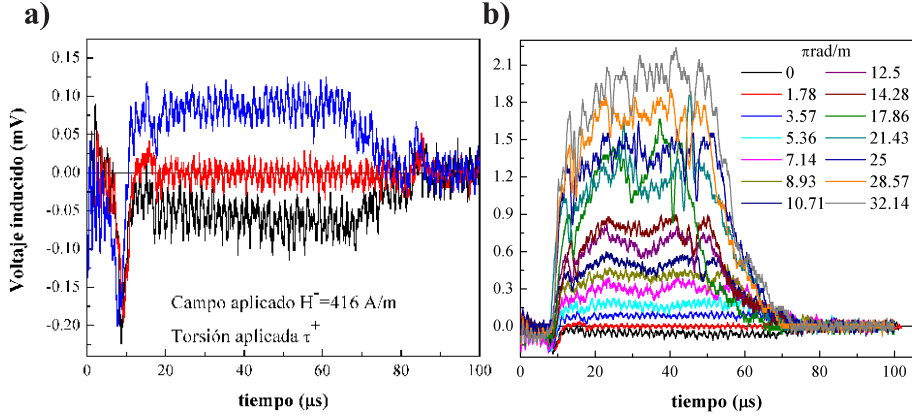


Figura 6.19: a) y b) Incremento de la *f.e.m.* en función de valores positivos de la torsión aplicada $f.e.m.(H^-, \tau^+)$, para un campo magnético aplicado negativo $H^- = 416$ A/m.

y negativo; en esta sección, también se estudia la fuerza electromotriz en función del campo magnético de signo negativo ($f.e.m.(H^-)$) para diferentes torsiones aplicadas.

Inicialmente se ha medido la fuerza electromotriz inducida en los extremos del microhilo para direcciones positivas de la torsión aplicada. Debido a la dirección del campo aplicado, la $f.e.m.(H^-)$ también presenta signo negativo cuando el microhilo no tiene ninguna torsión aplicada, como se puede observar en la línea negra de la figura 6.19a.

Al aplicar sobre el microhilo una torsión de $1.78 \pi\text{rad/m}$, se puede observar que en la $f.e.m.(H^-, \tau^+)$ no se registra ningún incremento de voltaje debido al cambio de flujo azimutal durante la propagación de la pared de dominio; pero sí se registra incremento de voltaje en los dos picos: i) El primero, corresponde a la formación de la pared de dominio (pico inicial negativo en la figura 6.19a). ii) el segundo, corresponde al enganche de la pared en el segundo extremo del microhilo (pico final positivo en la figura 6.19a).

En las figuras 6.19a y b, se puede observar que al aumentar la torsión

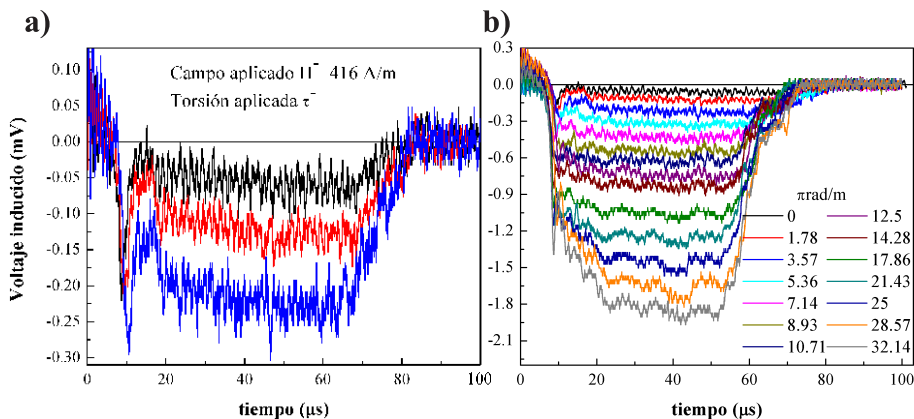


Figura 6.20: a) y b) Incremento de la *f.e.m.* en función de valores positivos de la torsión aplicada $f.e.m.(H^-, \tau^-)$, para un campo magnético aplicado negativo $H^- = 416$ A/m.

aplicada para valores por encima de $1.78 \pi\text{rad/m}$, se tiene una inversión en la $f.e.m.(H^-, \tau^+)$ comparada con la presentada para el microhilo sin torsionar. En la figura 6.19b, el valor de voltaje medio registrado para la torsión máxima aplicada ($32.14 \pi\text{rad/m}$) es alrededor de 40 veces mayor que la registrado en el microhilo sin torsionar.

Por otro lado, en la sección de la *f.e.m.* correspondiente a la propagación de la pared de dominio en la figura 6.19b, aunque con mucha fluctuación, esta es menor que la fluctuación presentada para el caso de la $f.e.m.(H^+, \tau^-)$, para valores de torsión aplicada superiores a $14.28 \pi\text{rad/m}$, como se observa en la figura 6.17b.

De manera análoga, se ha medido el cambio de la fuerza electromotriz para campo magnético aplicado negativo y valores de torsión negativos ($f.e.m.(H^-, \tau^-)$), cuyos resultados se muestran en las figuras 6.20a y b.

En este caso, se presenta un comportamiento similar al observado en la figura 6.17b para $f.e.m.(H^+, \tau^-)$; en donde al aumentar la torsión aplicada sobre el microhilo, la *f.e.m.* medida correspondiente a la variación temporal de la componente azimutal de la imanación, se incrementa en función del

aumento de la torsión aplicada sin presentar valores nulos. Dicho de otra forma, los valores de torsión aplicados aumentan el ángulo entre la anisotropía helicoidal y el eje axial del microhilo, como se observa en la figura 6.18b.

En la sección correspondiente a la propagación de la pared en la figura 6.20b, se puede observar un aumento del voltaje medio para la máxima torsión aplicada, 38 veces mayor que el voltaje medido en el microhilo sin torsionar (línea negra en la figura 6.20a). En las figuras 6.19b y 6.20b, también se aprecia una sección del microhilo para la cual la pared tarda en moverse a velocidad constante. Esta parte es más notoria para valores de torsión superiores a $14.28 \pi \text{rad/m}$.

6.4.3. Medidas de la $f.e.m.(H, \tau)$ para todo el rango de torsión aplicada

De manera análoga al apartado 6.3.3, el valor máximo para la torsión aplicada sobre el microhilo es de $57.14 \pi \text{rad/m}$; y debido a que la intensidad de la $f.e.m.$ medida entre los extremos del microhilo depende de qué tan rápido es el cambio dM_ϕ/dt , se muestra las $f.e.m.$ en todo el rango de torsiones aplicadas para tres valores de campo magnético en que se registra la propagación de una sola pared de dominio. $H = 135 \text{ A/m}$ (figuras 6.21a-d), $H = 416 \text{ A/m}$ (figuras 6.22a-d), y $H = 729 \text{ A/m}$.

En las figuras 6.21a-d, 6.22a-d, y 6.23a-d; correspondientes a los valores de campo magnético mencionados, se puede apreciar que para ciertas combinaciones de dirección de campo y dirección de la torsión aplicada sobre el microhilo, el valor de la $f.e.m.$ parece llegar a un punto de saturación o valor máximo independiente de la torsión aplicada. Desafortunadamente, no se ha logrado aplicar valores de torsión superiores a $57.14 \pi \text{rad/m}$ sin romper el microhilo, lo que habría permitido comprobar o determinar dicho valor de máximo de voltaje.

En todas estas figuras, se resaltan dos características importantes de las $f.e.m.$ medidas para los tres valores de campo magnético elegidos. La primera, es el incremento del tiempo en que tarda la pared desde el instante que se forma en un extremo y recorre todo el microhilo, hasta engancharse en el

segundo extremo. Dicho incremento de tiempo se puede observar para cada una de las figuras, y ocurre en cada caso para valores de torsión diferentes. Dicho incremento sugiere que para valores más altos de torsión aplicada, la pared se propaga a menor velocidad.

Para comprobar esta afirmación, es necesario mirar las curvas de $v(H)$ para todo el rango de torsiones aplicadas (figuras 6.13a-d). De tal forma que se comparan las velocidades $v(H, \tau)$ para un mismo valor de campo magnético. Por ejemplo, para el caso de $v(H^+, \tau^+)$ (figura 6.13a) y sus *f.e.m.* correspondientes para un valor de campo magnético $H = 416$ A/m (figura 6.22a). Podemos observar que hasta un valor de torsión de $28.57 \pi \text{ rad/m}$, la velocidad de la pared aumenta; pasado dicho valor de torsión, esta velocidad decrece debido al efecto del límite de *Walker* nombrado anteriormente. Debido a esta reducción de la velocidad, la pared tarda más tiempo en recorrer el microhilo y por consiguiente la *f.e.m.* medida para estos valores de torsión, presenta una duración temporal mayor.

La segunda, es la caída del voltaje que presentan las *f.e.m.* desde el punto en que la pared de dominio deja de propagarse a velocidad constante, hasta que se engancha en el segundo extremo del microhilo fuera del solenoide primario. En este caso, dicha caída tiende a seguir el mismo camino, debido a que desde el punto en que empieza el voltaje a decrecer siempre es el mismo.

Este punto indica que la pared se estaba moviendo a velocidad constante en una región de campo magnético homogénea, y se empieza a desacelerar a medida que la intensidad del campo aplicado decrece (en la región cerca del extremo del solenoide primario). Esta parte de la *f.e.m.* correspondiente a la desaceleración de la pared, mostrando que la pared tarda más tiempo en frenar a medida que se aumenta el ángulo de torsión aplicada al microhilo. Teniendo en cuenta que el segmento del microhilo dentro y fuera de la región de campo magnético homogéneo es la mismo sin importar la torsión aplicada, la única variable es la velocidad de la pared en dicho punto.

Dicho de otra forma, el incremento de tiempo de frenado de la pared según las medidas de la *f.e.m.*, depende del cambio de flujo azimutal respecto al tiempo (dM_ϕ/dt); y dicho cambio es igual en cada tiempo t . Para torsiones mayores, más alta es la componente azimutal M_ϕ de la imanación; Por lo

tanto se incrementa el tiempo de frenado de la pared. Este razonamiento se puede aplicar en todas las combinaciones de campo y torsión aplicadas.

En las figuras 6.24a y b se observa la dependencia de la *f.e.m.* inducida entre los extremos del microhilo respecto a la torsión aplicada. En dichas figuras, la *f.e.m.*(τ) corresponde a los valores medios del voltaje inducido

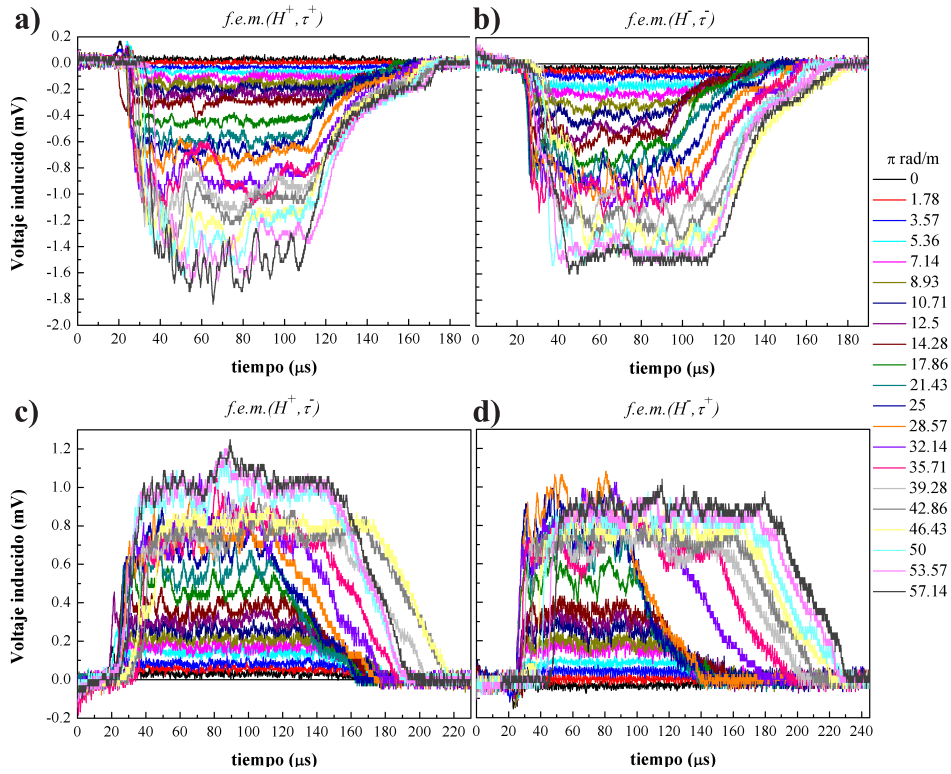


Figura 6.21: *f.e.m.*(H, τ) inducidas en el microhilo, para un campo magnético constante $H = 153$ A/m y valores de torsión aplicados desde 0 π rad/m hasta 57.14 π rad/m: a) *f.e.m.*(H^+, τ^+), b) *f.e.m.*(H^-, τ^-), c) *f.e.m.*(H^+, τ^-), d) *f.e.m.*(H^-, τ^+).

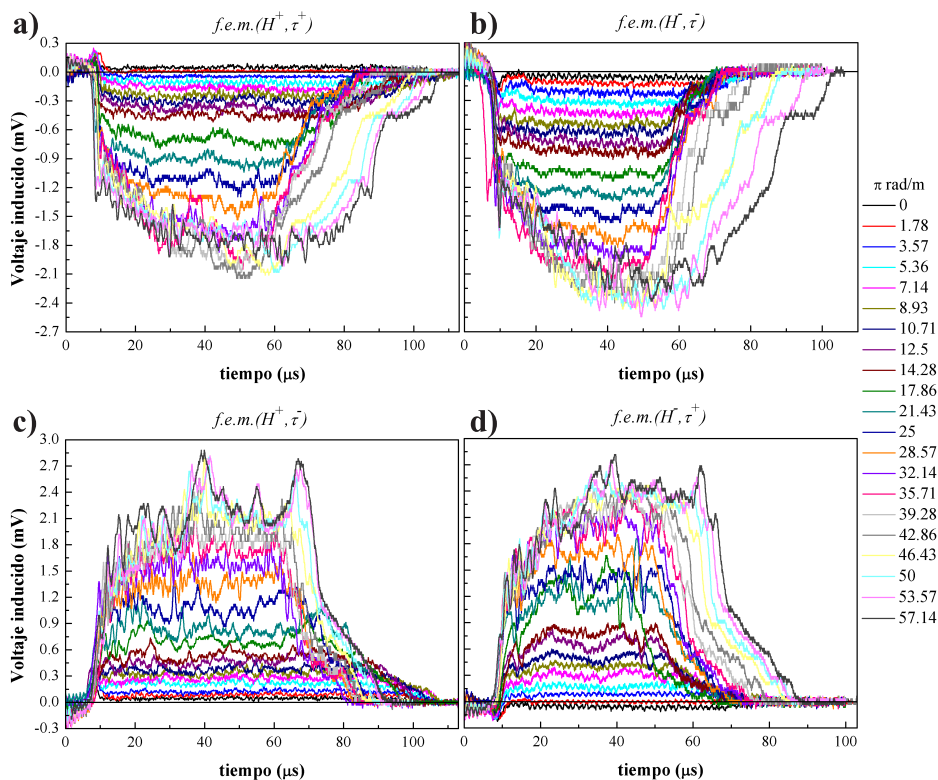


Figura 6.22: $f.e.m.(H, \tau)$ inducidas en el microhilo, para un campo magnético constante $H = 416 \text{ A/m}$ y valores de torsión aplicados desde $0 \pi \text{ rad/m}$ hasta $57.14 \pi \text{ rad/m}$: a) $f.e.m.(H^+, \tau^+)$, b) $f.e.m.(H^-, \tau^-)$, c) $f.e.m.(H^+, \tau^-)$, d) $f.e.m.(H^-, \tau^+)$.

durante la propagación de una pared de dominio (sección media de la $f.e.m.$), para los valores de campo magnético homogéneo $H = 153 \text{ A/m}$, $H = 416 \text{ A/m}$ y $H = 729 \text{ A/m}$, de las figuras 6.21a-d, 6.22a-d, 6.23a-d. De las figuras 6.23a-d, sólo se tomó en cuenta el incremento de voltaje debido a la propagación de una sola pared de dominio.

En la figura 6.24a, se observa claramente que para $H = 153 \text{ A/m}$, el

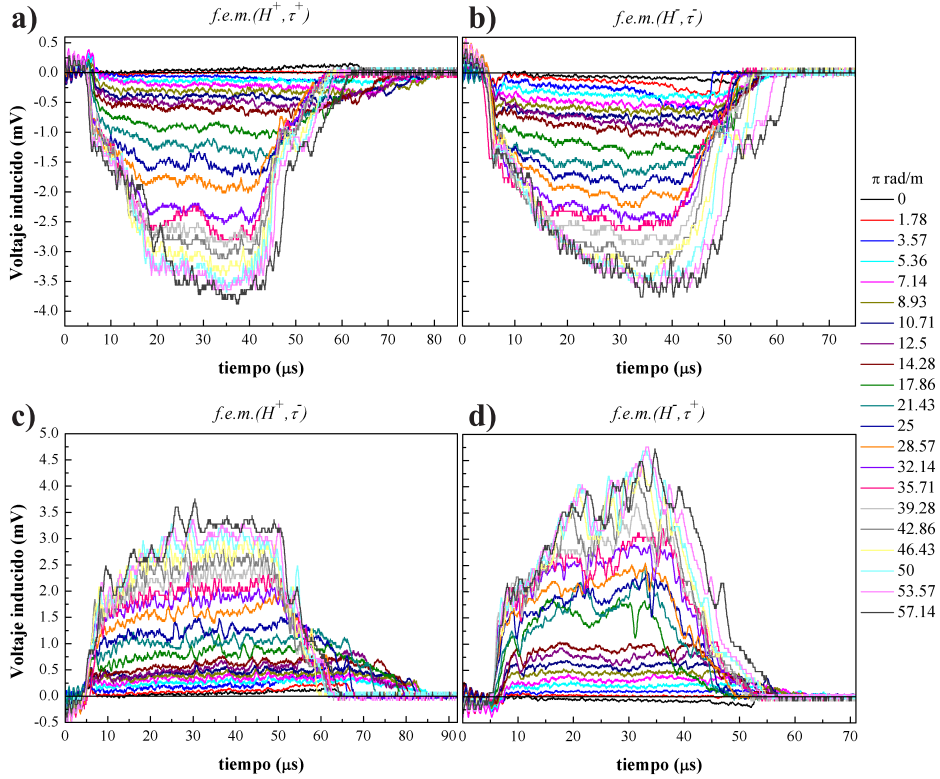


Figura 6.23: $f.e.m.(H, \tau)$ inducidas en el microhilo, para un campo magnético constante $H = 729$ A/m y valores de torsión aplicados desde 0 π rad/m hasta 57.14 π rad/m: a) $f.e.m.(H^+, \tau^+)$, b) $f.e.m.(H^-, \tau^-)$, c) $f.e.m.(H^+, \tau^-)$, d) $f.e.m.(H^-, \tau^+)$.

voltaje medio no parece tender a un valor de saturación, en los valores de torsión aplicada. Mientras que para $H = 416$ A/m y $H = 729$ A/m, el voltaje medio sí parece tender a la saturación. Estos valores máximos de voltaje medio varían dependiendo de la configuración de campo y torsión aplicada ($f.e.m.(H, \tau)$).

La figura 6.24b, representa una ampliación de la zona central de la figura

6.24a. En esta figura se puede apreciar que sin importar el valor de campo magnético aplicado, para una torsión de $1.78 \pi \text{ rad/m}$ la *f.e.m.* medida es cero.

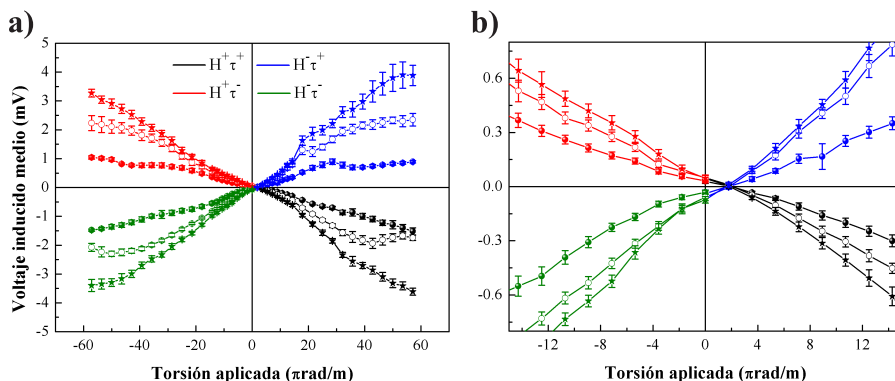


Figura 6.24: a) y b) *f.e.m.* media en función de la torsión aplicada, para los valores de campo magnético $H = 153 \text{ A/m}$ (●), $H = 416 \text{ A/m}$ (○), y $H = 729 \text{ A/m}$ (★).

6.5. Interpretación cualitativa de los resultados obtenidos de la *f.e.m.* en el microhilo

A partir de los resultados condensados en los capítulos 5 y 6, se ha propuesto una interpretación cualitativa de la componente M_ϕ de la imanación del microhilo, durante la propagación de una única pared de dominio; la cual nos permite entender la medida de la *f.e.m.* obtenida en los extremos del microhilo.

Partiendo de la ecuación 5.10, se ha intentado mostrar de manera simplificada el cambio de dM_ϕ/dt durante la propagación de una pared de dominio. Considerando que esta variación de la imanación azimutal se debe a la suma de la contribución debida a la variación del dominio y a la variación de la pared durante su propagación, de la forma:

$$\xi = -\mu_0 Rl [(dM_\phi/dt)_D + (dM_\phi/dt)_{PD}] \quad (6.4)$$

donde D y PD hacen alusión a dominio y pared de dominio respectivamente. Para esto se analiza dos casos. i) El primero, para un microhilo sin torsionar. ii) El segundo, para un microhilo torsionado $1.78 \pi \text{rad/m}$ o 45° .

6.5.1. Variación temporal de la componente M_ϕ para un microhilo sin torsionar

En el capítulo 5, se ha demostrado que sin importar el origen de las paredes de dominio propagadas en los microhilos en ausencia de torsión, es posible medir un cambio de la componente azimutal de la imanación con el tiempo. Este dM_ϕ/dt está relacionado con una anisotropía helicoidal en el microhilo inducida durante el proceso de fabricación. Se ha analizado el caso para el cual se aplica un campo magnético lo suficientemente intenso para generar y propagar una pared de dominio en un extremo del microhilo propagándose hasta el extremo opuesto.

i) $(dM_\phi/dt)_D$

Inicialmente evaluaremos el primer termino de la ecuación ??, correspondiente a la variación de la componente M_ϕ del dominio que crece al propagarse la pared de dominio. En este caso, la componente $M_S \sin \alpha$ del dominio que crece, pasa desde $-M_S \sin \alpha$ (en la imanación espontánea de la muestra, figura 6.25a) hasta $+M_S \sin \alpha$, para la situación en que la pared termina de propagarse y el microhilo se imana en la dirección del campo aplicado, como se muestra en la figura 6.25b; siendo α el ángulo formado entre la imanación espontánea del microhilo y su eje axial.

La derivada temporal de M_ϕ mostrado en la figura 6.25c, nos da como resultado un valor constante en el tiempo; resultado similar al obtenido en las gráficas de *f.e.m.* para un microhilo sin torsión aplicada (sección II en la figura 6.14); el cual, en los capítulos 5 y 6 se ha atribuido a la propagación de la pared de dominio a velocidad constante.

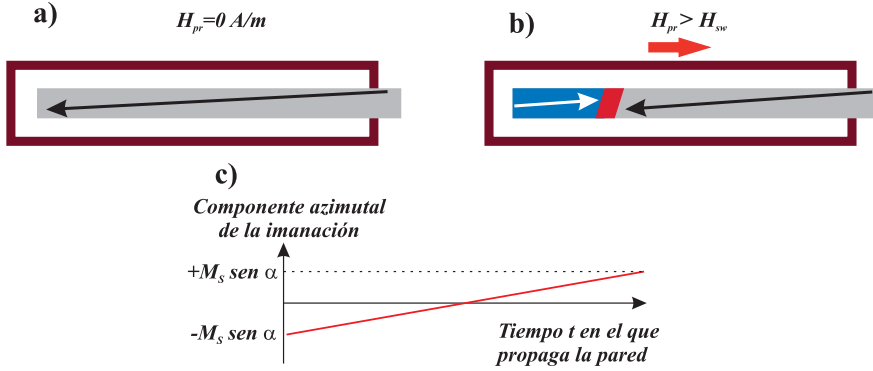


Figura 6.25: Dirección de la imanación en el microhilo: a) Sin campo magnético aplicado. b) Con valores de campo aplicado superiores al campo de desencanche c) Variación de la componente M_ϕ del microhilo en función del tiempo durante la propagación de una pared de dominio.

ii) $(dM_\phi/dt)_{PD}$

Una vez el campo magnético aplicado es mayor que el campo de desencanche de la pared, se forma un dominio en la misma dirección del campo y a su vez la pared divide los dos dominios (figura 6.25b). Para un tiempo dado, la pared tiene una distribución de espines como se muestra en la figura 6.26a. Esta configuración se mantiene en todo momento durante la propagación de la pared a través del microhilo.

De acuerdo a la configuración de los espines en la figura 6.26a, se ha bosquejado la contribución de la pared a la componente M_ϕ de la imanación para un tiempo t , mostrado en la figura 6.26b. Esta variación de M_ϕ presenta dos regiones. En la primera, la componente M_ϕ en los espines se cancela. Siendo la segunda región, de la cual se obtiene un valor de M_ϕ .

La derivada temporal de M_ϕ debido al crecimiento del dominio y la propagación de la pared de dominio es diferente de cero. Por lo tanto, ambos (dominio y pared) contribuyen a la *f.e.m.* medida en los extremos del microhilo, dando como resultado una señal similar a la mostrada en la sección

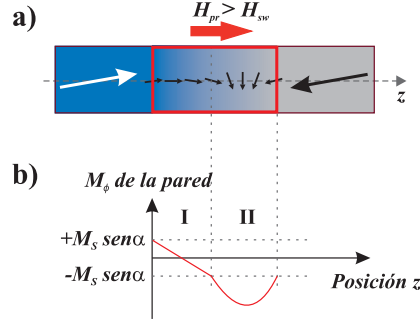


Figura 6.26: Microhilo con anisotropía helicoidal sin torsión aplicada: a) Pared de dominio y dirección de rotación de los espines b) Componente M_ϕ de la pared, producto de la rotación de los espines.

II de la figura 6.14.

6.5.2. Variación temporal de la componente M_ϕ para un microhilo torsionado a 45°

En el desarrollo de este capítulo, se ha mostrado que al aplicar una torsión de $1.78 \pi \text{ rad/m}$ o 45° sobre un microhilo, y aplicar un campo magnético que propague una pared de dominio, no se obtiene variación en la componente azimutal de la imanación.

En este caso, la dirección de imanación del dominio está en la dirección axial del microhilo; una vez el campo aplicado supera el valor del campo de desencanche, se genera un dominio con dirección de imanación axial. Por lo tanto, no se presenta variación de la componente M_ϕ cuando la imanación del microhilo cambia de estado, y el primer termino de la ecuación 6.4 es cero.

Debido a que la $f.e.m.(H^+, \tau^+)$, y $f.e.m.(H^-, \tau^-)$ medidas para la propagación de una pared de dominio en un microhilo con torsión angular de 45° es aproximadamente cero (figuras 6.15a y 6.20a respectivamente); la variación de la componente de imanación M_ϕ en los dominios es nula. Por

lo tanto, Según la expresión 6.4, la contribución de la pared de dominio a la componente M_ϕ de la imanación, es el único termino que puede ser diferente de cero; mostrando de esta manera, que la *f.e.m.* medida en los extremos del microhilo durante la propagación de la pared de dominio, se debe en gran parte al cambio de la componente M_ϕ en los dominios durante la propagación de la pared.

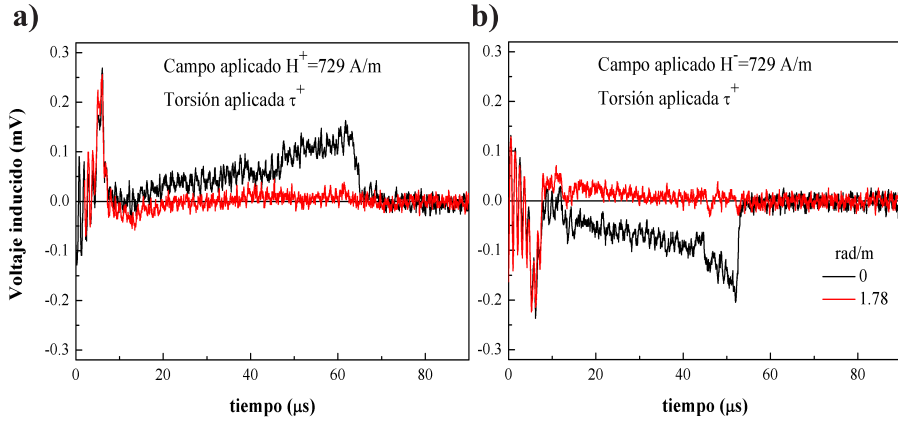


Figura 6.27: *f.e.m.* medida durante la propagación de dos paredes de dominio, cada una desde un extremo del microhilo. En negro, microhilo sin torsión aplicada; y en rojo, microhilo con torsión aplicada de 1.78π rad/m, bajo un campo magnético aplicado $H = 729$ A/m para: a) $f.e.m.(H^+, \tau^+)$, b) $f.e.m.(H^-, \tau^+)$.

Una comprobación de lo anterior, se puede observar en las figuras 6.27a y b (correspondientes a la $f.e.m.(H^+, \tau^+)$ y la $f.e.m.(H^-, \tau^+)$), para la propagación simultánea de dos paredes de dominio bajo un campo magnético aplicado $H = 729$ A/m. Ambas figuras muestran que en ausencia de torsión, se presenta un incremento de voltaje en la *f.e.m.* (línea negra), atribuido a la propagación de una segunda pared de dominio, como se vio en el desarrollo del capítulo 5. Una vez se aplica una torsión de 1.78π rad/m, nuevamente se compensa la torsión espontánea del microhilo, y la *f.e.m.* medida entre los extremos del microhilo es prácticamente nula; solo en la figura 6.27a, se

puede ver un pequeño incremento de voltaje debido a la propagación de la segunda pared. Esta simple comprobación nos muestra que independientemente del número de paredes propagadas, la mayor contribución a la *f.e.m.* es debida solo al cambio en la dirección de la componente azimutal de los dominios durante la propagación de la pared.

Bibliografía

- [1] R. Skórski. Matteucci effect: Its interpretation and its use for the study of ferromagnetic matter. *J. Appl. Phys.*, 35:1213, 1964.
- [2] B. F. Rothenstein and A. Policec. Matteucci Effects in the Case of Dynamical Torsion. *J. Appl. Phys.*, 36:1808, 1965.
- [3] A. Hernando. *El proceso de Imanación de Whiskers de Hierro 111*. Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid, 1974.
- [4] U Bernini and F Porreca. A magnetostriction measuring method. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5:1951, 1972.
- [5] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley-IEEE Press, second edition, 2008.
- [6] A. Hernando and J. Barandiaran. The initial Matteucci effect. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 8:833, may 1975.
- [7] C. Gomez-Polo, J. Arcas, M. Vazquez, and A. Hernando. A critical current sensor based on the Matteucci effect of a toroidal Fe-rich amorphous wire. *J. Magn. Magn. Mater.*, 160:194, jul 1996.
- [8] V. Zhukova, J. M. Blanco, V. Rodionova, M. Ipatov, and A. Zhukov. Domain wall propagation in micrometric wires: Limits of single domain wall regime. *J. Appl. Phys.*, 111:07E311, 2012.
- [9] A. Zhukov, J. M. Blanco, A. Chizhik, M. Ipatov, V. Rodionova, and V. Zhukova. Manipulation of domain wall dynamics in amorphous microwires through domain wall collision. *J. Appl. Phys.*, 114:043910, 2013.
- [10] R. Varga, J. Torrejon, Y. Kostyk, K. L. Garcia, G. Infante, G. Badini, and M. Vazquez. Single-wall dynamics and power law in bistable magnetic microwires. *J. Phys. Condens. Matter*, 20:445215, 2008.
- [11] A. Hernando. Magnetization process in twisted uniaxial polycrystals. *J. Magn. Magn. Mater.*, 12:96, jun 1978.

Conclusiones y perspectivas de trabajo

En este capítulo se encuentran agrupadas por capítulos las conclusiones del trabajo de investigación. Además, se presentan algunas perspectivas de trabajo según los temas y la investigación realizada durante esta memoria.

Técnicas experimentales

Del estudio realizado, resumimos a continuación los resultados más relevantes en nuestra opinión.

- Puesta a punto de un sistema original para la inyección de un de dominio magnético con imanación invertida en un punto determinado del microhilo. Este dominio está delimitado por dos paredes de dominio (*head-to-head*, HH y *tail-to-tail*, TT), y mediante un campo de propagación bajo es posible mover y controlar una de las paredes de dominio.

Desplazamiento de una pared de dominio y su dinámica

Se ha estudiado la dinámica de la propagación de paredes de dominio en los regímenes de movilidad de pared.

- En cuanto a la medida de la velocidad de la pared a bajos campo (régimen adiabático), Se desarrollo e implemento un metodo original para medir la velocidad sin usar un solenoide adicional; para el cual se modifiko la forma de onda que alimenta el solenoide primario.
- Respecto a la propagación de paredes de dominio en microhilos bifasicos. A parir del crecimiento de nanocristales de hierro en una matriz amorfa debido a un adecuado tratamiento térmico, se estabilizó la propagación y el desenganche de paredes de dominio. Estos microhilos son propuestos como elementos sensores de temperatura.
- Se determinó la influencia del tratamiento térmico a una temperatura de recocido por debajo de la temperatura de Curie, para aleaciones biestables de composición $FeSiB$ (ver también capítulo 5). En este caso se ha confirmado el cambio de pendiente presente en las curvas de $v(H)$, atribuido a un cambio en la forma de pared.

Inyección y movimiento controlado de dominios magnéticos

Se desarrolló un método original según el cual la aplicación de un campo local en dirección paralela o antiparalela a la dirección de propagación de la pared de dominio, permite acelerar o frenar la pared estándar propagada desde el extremo del microhilo, respectivamente de forma controlada.

- El uso de diferentes combinaciones de frecuencia en los campos H_{pr} (de baja intensidad) y H_{loc} , proporcionan una excelente manera de controlar el movimiento de paredes de dominio nucleadas.
- Al igual que en dispositivos de dimensiones nanométricas; mediante el movimiento controlado de paredes de dominio nucleadas en microhilos, logramos escribir y leer información usando el sistema binario.

Voltaje inducido en los extremos del microhilo durante la propagación de paredes individuales

Se estudia y concluye la relación entre la fuerza electromotriz inducida entre los extremos del microhilo y la propagación de paredes de dominio.

- Respecto a la propagación de una única pared de dominio, se concluye la existencia de tres secciones de su forma típica, que coinciden con la formación-desenganche, propagación y posterior enganche de la pared en el extremo opuesto del microhilo.
- En la *f.e.m.* debida a la propagación de dos y múltiples paredes de dominio, pudimos medir el tiempo de aniquilación de las paredes de dominio y determinar el número de paredes propagadas a partir de los escalones que presenta dicha *f.e.m.*.
- Se implementó un novedoso método de medida de la velocidad de propagación de paredes de dominio, usando los picos de formación-desenganche en un extremo, y enganche de la pared en el extremo

opuesto del microhilo. Obteniendo resultados buenos y con un margen de error considerado, al comparar dicho método con el de *Sixtus-Tonks*.

Efecto Matteucci en microhilos biestables torsionados

Mediante el estudio del efecto Matteucci intrínseco en las muestras, se ha identificado la anisotropía helicoidal presente los microhilos; pudiendo eliminar y dicha anisotropía cambiar de signo, aplicando tensión de torsión sobre el microhilo.

Fue posible medir el aumento de la velocidad y la *f.e.m.* (durante la propagación de la pared) en función de la dirección y magnitud de la torsión aplicada.

Se ha podido determinar la magnitud de la *f.e.m.* inducida en el microhilo y la tendencia de esta para valores determinados de campo aplicado.

Perspectivas de trabajo

A continuación se presentan algunas perspectivas de trabajo que completarían la investigación resumida en esta memoria.

- Respecto a la inyección y movimiento controlado de paredes de dominio. Es necesario un estudio más profundo del número de ciclos, y las frecuencias ideales de trabajo (dependen de la distancia a transmitirse la información) que deben presentar los campos utilizados.
- En el campo de microhilos multicapa, es muy interesante estudiar la nucleación a lo largo del microhilo de dominios invertidos, mediante el uso de capas de materiales magníficamente duros que permitan reemplazar el uso de un solenoide nucleador para dicho fin.
- Realizar estudios profundos del proceso de imanación mediante el uso combinado de magnetometría efecto *Kerr* y sistema *Sixtus-Tonks*, para

aclara como es la forma interna de la pared de dominio. En particular como contribuye su forma a la componente M_ϕ de la imanación, medida durante la propagación de esta.

- Realizar estudios micromagnéticos mediante simulación con el fin de determinar la forma de la pared de dominio, continuando con los resultados obtenidos en esta memoria.
- Estudiar como la torsión aplicada al microhilo deforma a la estructura de los dominios y la pared que se propaga entre estos. De forma que nos ayude a comprender el elevado aumento de potencial medido en un microhilo torsionado.

